TERMODYNAMICZNE ASPEKTY PROCESÓW TRANSPORTU MASY, PĘDU I ENERGII

POD REDAKCJĄ
Dariusza Butrymowicza, Romualda Mosdorfa i Pawła Jakończuka

Politechnika Białostocka

PAN
POLSKA AKADEMIA NAUK

Komitet Termodynamiki i Spalania

monografia konferencyjna XXVI Zjazdu Termodynamików

Augustów, 8-11 września 2026

TERMODYNAMICZNE ASPEKTY PROCESÓW TRANSPORTU MASY, PĘDU I ENERGII

MONOGRAFIA KONFERENCYJNA XXVI ZJAZDU TERMODYNAMIKÓW

Politechnika Białostocka

PAN

Komitet Termodynamiki i Spalania

Sponsorzy

marani®
ENGINEERING AND OUTSOURCING COMPANY

M·A·S

KOPIPOL®

Partner strategiczny



PATRONAT REKTOR
POLITECHNIKI
BIAŁOSTOCKIEJ

TERMODYNAMICZNE ASPEKTY PROCESÓW TRANSPORTU MASY, PĘDU I ENERGII

MONOGRAFIA KONFERENCYJNA XXVI ZJAZDU TERMODYNAMIKÓW

pod redakcją

Dariusza Butrymowicza, Romualda Mosdorfa, Pawła Jakończuka

Politechnika Białostocka

PAN Komitet Termodynamiki i Spalania

BIAŁYSTOK 2026

Recenzenci:
prof. dr. hab. inż. Tadeusz Bohdal
prof. dr. hab. inż. Dariusz Butrymowicz
prof. dr. hab. inż. Janusz Cieśliński
prof. dr. hab. inż. Dariusz Kardaś
prof. dr. hab. inż. Dariusz Mikielewicz
prof. dr. hab. inż. Romuald Mosdorf
prof. dr. hab. inż. Magdalena Piasecka
dr hab. inż., prof. PWr Sławomir Paweł Pietrowicz
prof. dr. hab. inż. Artur Rusowicz
dr hab. inż., prof. PW Mirosław Seredyński
dr hab. inż., prof. PK Małgorzata Sikora
prof. dr. hab. inż. Ireneusz Szczygieł
dr hab. inż., prof. PB Kamil Śmierciew
prof. dr. hab. inż. Jan Taler
prof. dr. hab. Wiesław Zima
prof. dr. hab. inż. Bartosz Zajączkowski
dr hab. inż., prof. ZUT Katarzyna Zwarycz-Makles

© Copyright by Bialystok University of Technology, Bialystok 2026

Okładka:
Marcin Dominów
Zdjęcie na okładce:
https://pixabay.com/pl/photos/kanion-piaskowiec-ska%C5%82y-geologia-9215914/

ISBN 978-83-68673-45-6 (eBook)
DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6

Spis treści

Rozdział 1. Procesy transportu i spalania

1. Teoria eksperymentu w procesach wymiany ciepła
Jarosław Mikielewicz, Dariusz Mikielewicz 13
2. Monitoring of Thermal Stresses in Thick-Walled Boiler Components Using Inverse Heat Conduction Modelling
Jan Taler, Piotr Dzierwa, Dawid Taler, Karol Kaczmarski, Marcin Trojan, Sławomir Grądziel 29
3. Nieinwazyjne wyznaczanie sztywności ścian tętnicy szyjnej
Wojciech Adamczyk, Jan Juszczyk, Marek Rojczyk, Ziemowit Ostrowski, Mateusz Mesek, Ryszard Białecki 67
4. Badania dyfuzyjności cieplnej metodą LFA z zastosowaniem różnych modeli wymiany ciepła
Rafał Gałek, Joanna Wilk 76
5. Behavior of a Hydrogen Flame under High-Pressure Conditions in a Carbon Dioxide-Enriched Atmosphere
Jakub Mularski, Halina Pawlak-Kruczek, Piotr Bojarski, Michał Czerep, Mateusz Kowal, Dariusz Pyka, Artur Pozarlik, Sylwia Oles 90
6. Thermodynamic modeling and analysis of supercritical coal-fired power plant operation integrated with carbon dioxide capture process
Paweł Madejski, Navaneethan Subramanian 106
7. Experimental and numerical investigation of hydrogen combustion in oxygen-steam mixtures
Adam Klimanek, Sławomir Sładek, Jakub Tumidajski, Agnieszka Sinek, Michał Choinski, Andrzej Szlęk 131

Rozdział 2. Zagadnienia zrównoważonej gospodarki energetycznej

8. Kierunki rozwoju światowej energetyki. Zasoby i technologie konwersji energii
Roman Domański 141
9. Innowacyjne wykorzystanie odpadów rybnych do produkcji biomasy mikroalgowej przeznaczonej na substrat biogazowy
Małgorzata Smuga-Kogut, Daria Szymanowska, Małgorzata Hawrot-Paw, Bartosz Walendzik, Marcin Kruzel, Krzysztof Dutkowski 161

Rozdział 3. Wymienniki ciepła

10. Identyfikacja korelacji liczby Nusselta dla przeciwprądowego helikalnego wymiennika ciepła typu rura w rurze
Jan Taler, Ewelina Ziółkowska, Dawid Taler, Tomasz Sobota 172
11. Optimization of the high-temperature heat exchanger design of a gas turbine system
Sylwia Polesek-Karczewska, Izabela Wardach-Święcicka, Dariusz Kardaś 196

12. Controlled water flow maldistribution and heat-transfer-related entropy generation in a cross-flow tube-and-fin heat exchanger
Tomasz Bury, Małgorzata Hanuszkiewicz-Drapała 212
13. Badania eksperymentalne konwekcji Rayleigha-Bénarda w układach z bidyspersyjnymi strukturami porowatymi
Paweł Dąbrowski, Mark Tummers, Kamel Hooman 234
14. Wpływ struktury typu potrójnie periodyczna powierzchnia minimalna (TPMS) na krytyczną liczbę Reynoldsa w przepływie przez drukowany ze stali 316L wymiennik ciepła
Krzysztof Dutkowski, Marcin Kruzel, Tadeusz Bohdal, Jan Boratyński, Marian Trafczyński, Krzysztof Wołosz, Sławomir Alabrudziński 246

Rozdział 4. Zagadnienia implementacji technologii materiałowych oraz technologii addytywnych w procesach cieplnych

15. Wpływ topologii na charakterystyki termohydrauliczne wytwarzanych przyrostowo wymienników ciepła o strukturach TPMS: badania eksperymentalne i skalowanie oparte na kryterium PEC
Marcin Kruzel, Krzysztof Dutkowski, Tadeusz Bohdal, Marian Trafczyński, Jan Boratyński, Jakub Sawicki, Grzegorz Robakowski 259
16. Badanie wpływu modelu efektywnego współczynnika przewodzenia ciepła złoża proszku na końcowy kształt spoiny druku 3D
Mirosław Seredyński, Tomasz Zatorski, Dariusz Miszczyk, Jerzy Banaszek 279
17. Modelowanie numeryczne wymiany ciepła w epoksydowym kompozycie dyspersyjnym z wypełnieniem w postaci anizotropowych inkluzji węglowych
Maciej Kowalski, Łukasz Omen, Andrzej J. Panas 301
18. The effect of directionality of macroscopic structure of contacting surfaces on thermal contact conductance of metallic joints
Tomasz S. Wiśniewski 314

Rozdział 5. Procesy przemian fazowych i rurki ciepła

19. Experimental Study of Stainless-Steel Porous Wicks for a Water-Charged Flat Loop Heat Pipe Evaporator Operating at Moderate Temperatures
Paweł Szymański, Dariusz Mikielewicz 325
20. Intensyfikacja wrzenia pęcherzykowego przy zastosowaniu nanocząstek SiO_2
Karolina Bębacz, Robert Kaniowski, Sylwia Wciślik 340
21. Dimensionless Analysis of Pool Boiling on a Tube Bundle at Low Pressure
Dominika Kaczmarek-Piątstka, Tomasz Hałon, Bartosz Zajączkowski 351
22. Experimental investigation of condensation heat transfer in an additively manufactured minichannel heat exchanger
Katarzyna Chliszcz, Waldemar Kuczyński 366
23. Symulacje i badania eksperymentalne wybranych ekspanderów zasilanych parą mokrą
Wiesław Zima, Artur Cebula, Karol Morański 382

Rozdział 6. Wpływ zewnętrznych pól elektrycznych, magnetycznych i złożonych geometrii na procesy cieplno-przepływowe, zagadnienia fundamentalne

24. Wymiana ciepła w sekcji konwekcyjnej reaktora fluidalnego
Artur Błaszczuk, Jacek Śmigielski, Szymon Jagodzik 403
25. Mixed convection of paramagnetic fluid modified by a thermomagnetic force distribution with two extrema: a numerical study
Lukasz Pleskacz, Elżbieta Fornalik-Wajs 421
26. Cieplno-przepływowe badania eksperymentalne mini strug syntetycznych
Paweł Gil, Rafał Gałek 440

Rozdział 7. Procesy chłodzenia, układy chłodnicze i pompy ciepła

27. Dynamiczne modelowanie procesu adsorpcji w układzie chłodniczym z uwzględnieniem geometrii poprzez sprzężenie z CFD
Szymon Janusz, Marcin Borcuch, Piotr Cyklis 460
28. Developing large air-source heat pumps for district heating: design challenges, system integration, and research needs
Jacek Kalina 479
29. Historia rozwoju technologii pomp ciepła na świecie
Małgorzata Sikora 500
30. Energetic and Exergetic Assessment of a Hybrid System Operating Under Real Conditions
Anna Matyja, Waldemar Kuczyński 515

Rozdział 8. Badania eksperymentalne i diagnostyka procesów cieplno-przepływowych

31. Test rig for assessing frictional heat generation in multi-vane machinery
Szymon Lech, Piotr Kolasiński, Dawid Sowa 537
32. Metoda obliczeniowa i jej eksperymentalna weryfikacja - Wychwyt CO2 przez adsorpcję zmiennotemperaturową przy ruchomym złożu
Adam Pawłowski, Artur Cebula 553
33. Analiza termodynamiczna i wstępne pomiary silnika spalinowego sześciosuwowego
Ireneusz Szczygieł, Grzegorz Przybyła, Willian C. Nadaleti 565

Rozdział 9. Wymiana ciepła i masy – wrzenie, kondensacja, przepływy dwufazowe i minikanały

34. Problem „dry spot" przy odparowaniu koncentratu soku na rurach pionowych
Adam Sobik, Piotr Cyklis 588
35. Experimental study of thermal and hydrodynamic performance of a prototype minichannel heat exchanger
Maria Tychanicz-Kwiecień, Joanna Wilk 604
36. Nowa generacja płynów dielektrycznych – badania eksperymentalne nad zamiennikiem HFE-7100
Paweł Dąbrowski, Maja Kaszuba, Rehan Khan, Ritunesh Kumar, Dariusz Mikielewicz .. 616
37. Wpływ położenia źródła ciepła na konwekcję swobodną w zamkniętej przestrzeni wypełnionej cieczą dielektryczną
Mikołaj Kołtonowski, Małgorzata Sikora, Tadeusz Bohdal 633

38. Wyznaczanie współczynnika przejmowania ciepła w kompozycie pianka metalowa – materiał zmiennofazowy na podstawie geometrii uproszczonej
Wojciech Piórkowski, Jerzy Banaszek, Maciej Jaworski, Mirosław Seredyński 639
39. Koncepcja systemu pomiarowego do analizy obrazów przepływów dwufazowych w minikanałach
Magdalena Piasecka, Mateusz Cedzyński, Robert Kazała, Artur Piasecki 655
40. ML-Assisted Nusselt Correlations for Flow Boiling of FC-72 and FC-770 in Rectangular Minichannels
Magdalena Piasecka 668
41. Wrzenie przepływowe FC-72 w minikanałach prostokątnych – wpływ orientacji kanałów i masowego natężenia przepływu na wymianę ciepła oraz ocena wybranych zależności kryterialnych
Magdalena Piasecka, Artur Piasecki, Radosław Jankowski 677
42. Określenie intensywności wymiany ciepła na powierzchniach rozwiniętych podczas wrzenia etanolu
Norbert Dadas, Robert Pastuszko 686
43. Badania eksperymentalne oraz symulacje CFD przepływu i wymiany ciepła w minikanale pierścieniowym
Krzysztof Galiszewski, Magdalena Piasecka, Paweł Łabędzki, Beata Maciejewska 701
44. Charakterystyki termohydrauliczne kompaktowych wymienników ciepła typu płaszczowo-rurowego wytworzonych przyrostowo z PLA oraz kompozytów PLA–miedź
Marcin Kruzel, Krzysztof Dutkowski, Tadeusz Bohdal, Małgorzata Smuga-Kogut, Marian Trafczynski, Mariusz Markowski, Jakub Sawicki, Jan Boratyński 716
45. Experimental study of capillary film asymmetry – comparison with existing liquid film thickness correlations
Andrzej I. Nowak, Tomasz Duraziński, Daisuke Tsuneoka, Junnosuke Okajima 744
46. Physics - Informed Generative Designof TPMS Compact Heat Exchangers Using Neural Operators
Moizuddin S. Khaja, Dariusz Mikielewicz 756
47. Badanie wrzenia czynników chłodniczych w kompaktowym wymienniku ciepła wykonanym technologią przyrostową
Tadeusz Bohdal, Marcin Kruzel, Grzegorz Robakowski 780
48. Badania nieustalonej pracy przemysłowych wymienników ciepła przy użyciu modeli matematycznych stanu ustalonego po stronie czynnika o niższym strumieniu pojemności cieplnej
Mariusz Granda, Marcin Trojan 793
49. Thermal Performance Evaluation of Nanofluid-Based Heat Exchangers
Dominik Buksa, Elzbieta Fornalik – Wajs, Przemysław Skotniczny, Jan Wajs 813
50. Dalsze spostrzeżenia o warunkach powierzchniowej wymiany ciepła dla thermal-FSI oraz ich eksperymentalnych i numerycznych realizacjach
Piotr Józef Ziółkowski, Bartosz Kraszewski, Janusz Telega, Jarosław Karwacki, Ryszard Szwaba, Janusz Badur 829
51. Eksperymentalna ocena zastosowania ferronanocieczy w chłodzeniu przepływowym elementu elektronicznego
Oskar Kafka, Gabriela Bęben-Kucharska, Robert Mulka, Bartosz Zajączkowski 835

52. Experimental Assessment of Mass Transfer Process in Marine Ejector Scrubbers
Jerzy Gagan, Kamil Śmierciew, Dariusz Butrymowicz, Michał Łukaszuk, Paweł Jakończuk, Adam Dudar, Mateusz Kędzierski, Tadeusz Zieliński 837

Rozdział 10. Systemy energetyczne, OZE i magazynowanie energii

53. Symulacje numeryczne pracy zdecentralizowanego urządzenia wentylacji fasadowej z wykorzystaniem wymienników z materiałem zmiennofazowym
Beata Galiszewska, Krzysztof Galiszewski 854
54. Efficiency of integration of distributed energy sources with low-temperature heating network in the process of energy transformation of residential estates
Damian Ładny, Dorota Chwieduk 874
55. Hybrid Energy Storage System Using Post-Mining Infrastructure (HESS)
Aleksander Rożek, Jakub Ochmann, Krzysztof Rusin, Sebastian Rulik, Michał Jurczyk, Łukasz Bartela 885
56. Analiza wpływu temperatury dolnego źródła ciepła na parametry pracy powietrznej pompy ciepła
Artur Klonowski, Małgorzata Sikora 890
57. Numerical analysis of the effect of temperature on the efficiency of the pressure-retarded osmosis process
Juliusz Wachnicki, Piotr Łapka 903
58. Integration of a heat pump with a fireplace in a combined system serving two residential buildings – the impact of modernization on the operation of a non-standard system
Stanisław Dokowski, Katarzyna Zwarycz-Makles 917
59. Metodyka eksperymentalnego wyznaczania równowagowego ciśnienia pary wodnej hydratów soli nieorganicznych
Mateusz Młynarczyk, Łukasz Cieślikiewicz, Piotr Furmański, Piotr Łapka 935
60. Zastosowanie zawiesiny lodowej w układzie chłodzenia powietrza kopalni – case study
Łukasz Mika, Karol Sztekler, Agata Mlonka-Mędrala, Ewelina Radomska, Wojciech Nowak, Andrzej Gołdasz, Tomasz Bujok, Piotr Boruta 949
61. The impact of energy storage and electric vehicle charging on self-consumption of energy from a photovoltaic system in a single-family home
Artur Cebula, Gabriela Stachura-Gałgan, Monika Piwowarczyk 961
62. Use of heat storage for supporting the production of process steam in chemical industry
Tomasz Simla, Bartłomiej Melka, Tomasz Świątkowski, Andrzej Szlęk 974
63. Computational and experimental study of charging and discharging process of a heat storage unit with phase change material
Daniel Smykowski, Beata Pytlik, Tomasz Tietze, Piotr Szulc 984
64. Application of Molten Salt Thermal Energy Storage as an Example of Decarbonization of Polish Combined Heat and Power Plants
Kacper Szturgulewski, Kamil Stasiak, Dariusz Mikielewicz 1001
65. Optymalizacja częstotliwości czyszczenia skraplaczy parowych w oparciu o modelowanie matematyczne i symulacje wydajności cieplnej elektrociepłowni
Marcin Trojan, Krzysztof Panaś, Dawid Taler, Karol Kaczmarski, Piotr Dzierwa, Wiktor Blicharski 1039

66. Application of rotodynamic and volumetric expanders for natural gas pressure reduction– a Review
Jakub Holeniszczy, Piotr Kolasiński 1070

67. The experimental investigation of the Organic Rankine Cycle - Thermal Energy Storage system
Dawid Sowa, Piotr Kolasiński, Szymon Lech 1079

68. Assessment of Operation of Hybrid Ejector-Compressor Refrigeration System in Application for Air Conditioning
Jerzy Gagan, Kamil Śmierciew, Dariusz Butrymowicz, Michał Łukaszuk, Paweł Jakończuk, Adam Dudar, Andrzej Pawluczuk, Mateusz Pawłowski 1097

69. Experimental Assessment of Two-Phase Ejector Operation as Booster Compression Device
Jerzy Gagan, Andrzej Pawluczuk, Kamil Śmierciew, Paweł Jakończuk, Dariusz Butrymowicz 1107

70. Porównanie metod oceny współczynnika przenikania ciepła przegród w istniejącym budynku jednorodzinnym przed termomodernizacją
Wiktoria Bernat, Katarzyna Zwarycz-Makles 1116

Rozdział 11. Spalanie, biomasa i gospodarka odpadami

71. Thermal studies of coal with biomass pyrolysis in the aspect of a circular economy
Agnieszka Kijo-Kleczkowska, Magdalena Szumera, Paweł Rutkowski, Marcin Gajek, Magdalena Leśniak, Jaroslaw Krzywanski, Wojciech Nowak, Adam Gnatowski 1132

72. Badania eksperymentalne i analiza CFD procesu separacji pyłu w cyklonie pracującym w strumieniu wysokotemperaturowych spalin z biomasy
Szymon Pieter, Dariusz Kardaś 1144

73. Projekt i badania niskoemisyjnego biomasowego palnika pirolitycznego
Michał Wantuła, Dariusz Kardaś 1164

74. Experimental Investigation on Advective-type Sorption Energy Storage Using Silica Gel
Bartłomiej Wajda, Łukasz Cieślikiewicz, Piotr Łapka 1178

Rozdział 12. Metrologia cieplna, modelowanie numeryczne i zagadnienia interdyscyplinarne

75. Wpływ parametrów klimatycznych na współczynnik przewodzenia ciepławybranych izolatorów budowlanych
Robert Kaniowski, Karolina Bębacz, Aleksandra Malinowska 1194

76. Impulse pressure standard measurement uncertainty selected issues
Karolina Chrobot, Piotr Cyklis 1206

77. Modelowanie ruchu azotu w kriosaunie za pomocą CFD
Szymon Knap, Piotr Cyklis 1223

78. Doświadczalne badania charakterystyk aerozolu wodnego w poddźwiękowym tunelu aerodynamicznym do badań zjawisk oblodzeniowych w lotnictwie
Aleksandra Zarubajko, Łukasz Omen, Michał Frant, Maciej Majcher, Andrzej J. Panas . 1240

79. Badanie wpływu zmian grubości szczeliny powietrznej między ubraniem a skórą na tempo powstawania oparzeń przy radiacyjnym wymuszeniu cieplnym
Jakub Kotyński, Mateusz Wendołowicz, Łukasz Cieślikiewicz, Piotr Łapka 1256

80. Wpływ zestrojonego tłumika masowego, mocowanego wewnątrz rurociągu, na tłumienie pulsacji ciśnienia i wibracji rurociągu w instalacji sprężarki tłokowej
Jarosław Błądek, Przemysław Młynarczyk 1270

81. Enhancement of thermal efficiency in a germicidal chamber using light-irradiated gold nanorods
Piotr Radomski, Paweł Ziółkowski, Dariusz Mikielewicz 1278

82. Zastosowanie metody lattice-Boltzmann (LBM) do modelowania przepływu w kropli wody w eksperymencie EWOD
Romuald Mosdorf, Piotr Mrozek, Gabriela Rafałko 1288

83. Bayesian optimization for inverse parameter identification of GAB sorption isotherms
Szymon Zdziarski, Michał Wasik, Piotr Łapka 1298

84. Parametric analysis of zirconium steam oxidation as a coupled heat and hydrogen source using a simplified 0D thermochemical model
Kacper Bury, Tomasz Bury 1311

85. Pomiar temperatury za pomocą nowego termometru w masywnej osłonie w zmiennych warunkach przepływowych przy wykorzystaniu metody odwrotnej
Magdalena Jaremkiewicz, Marek Majdak 1338

86. A Simplified CFD Model for Transient Forced-Flow He II
Marcin Opalski, Przemysław Błasiak, Bertrand Baudouy, Sławomir Pietrowicz 1353

87. Computational Analysis of Moist Airflow Distribution in Underground Mine Roadways
Kamil Śmierciew, Jerzy Gagan, Dariusz Butrymowicz 1368

88. Analiza CFD nierównomierności rozpływu czynnika roboczego w kolektorze dwufazowego wymiennika minikanałowego
Kamil Śmierciew, Jerzy Gagan, Dariusz Butrymowicz, Michał Łukaszuk, Andrzej Pawluczuk, Adam Dudar 1380

89. Entropia ruchu kropli wody w trakcie eksperymentu elektrozwilżania (EWOD)
Artur Nowicki, Gabriela Rafałko, Romuald Mosdorf, Piotr Mrozek 1393

90. A statistical approach to EWOD analysis based on Recurrence Probability Analysis and k-NN Entropy
Gabriela Rafałko, Norbert Marwan, Romuald Mosdorf, Piotr Mrozek 1399

Rozdział 1
Procesy transportu i spalania

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_1

Teoria eksperymentu w procesach wymiany ciepła

[1]JAROSŁAW MIKIELEWICZ, [2]DARIUSZ MIKIELEWICZ

[1] Instytut Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk
e-mail: jarekm@imp.gda.pl
[2] Politechnika Gdańska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Okrętownictwa, Instytut Energii
e-mail: dariusz.mikielewicz@pg.edu.pl

Słowa kluczowe: planowanie eksperymentu, modelowanie, energia, entropia

Streszczenie: Badania eksperymentalne, w szczególności modelowanie fizyczne, są kluczowe, gdy bezpośrednie badanie rzeczywistych systemów jest niepraktyczne. Stosując teorię podobieństwa i wynikające z niej zmienne bezwymiarowe, umożliwiają wiarygodną analizę wyników. Chociaż same eksperymenty są często jakościowe i czasochłonne, łączenie ich z modelowaniem teoretycznym daje wiarygodniejsze wnioski ilościowe. Staranne planowanie badań eksperymentalnych, komputerowe gromadzenie danych oraz świadomość błędów pomiarowych zapewniają dokładność i efektywność uzyskanych wyników. Teoria podobieństwa definiuje kryteria, według których zachowanie modelu można uznać za reprezentatywne dla rzeczywistego systemu. Spełniając te kryteria, wyniki eksperymentalne uzyskane z modelu mogą być wiarygodnie ekstrapolowane na rzeczywiste zjawisko. Niniejszy artykuł ma na celu przedstawienie aktualnych doświadczeń Autorów w zaawansowanych badaniach z wykorzystaniem modeli i teorii podobieństwa. Niewłaściwe planowanie badań może prowadzić do błędów, których można uniknąć z dużym prawdopodobieństwem stosując testy statystyczne. Jednakże, możliwość popełnienia błędu istnieje zawsze z niezerowym prawdopodobieństwem, wskutek istnienia zakłóceń, które prowadzą do rozrzutu danych eksperymentalnych.

Wstęp

Jedną z metod rozwiązania problemów w nauce i technice są badania eksperymentalne - modelowanie fizyczne zjawisk lub procesów. Często nie ma możliwości badania urządzenia rzeczywistego ze względu na koszt lub bezpieczeństwo lub też ze względu na gabaryty urządzeń. Wówczas studia prowadzi się na modelach fizycznych. Na modelach można realizować kompleksowe badania urządzeń technicznych lub pewnych wyizolowanych zjawisk. Teoria podobieństwa określa warunki, przy których spełnieniu można wykorzystywać podobieństwo pomiędzy modelem a rzeczywistym zjawiskiem. Znając je, można przenosić wyniki eksperymentu na zjawiska rzeczywiste. Eksperyment jest swego rodzaju urządzeniem analogowym dla rzeczywistego procesu, z tym że analogiem jest tu to samo zjawisko, jednakże występujące w warunkach laboratoryjnych, a nie rzeczywistych. Zadaniem modelowania fizycznego jest zebranie nowych danych eksperymentalnych o zjawisku, dla którego nie ma wiarygodnego modelu matematycznego lub też danych pozwalających na weryfikację istniejącego modelu zjawiska. Metoda eksperymentalna badań polega na poszukiwaniu rozwiązania przez rozumowanie indukcyjne oparte na obserwacji, eksperymencie, gromadzeniu danych i wnioskowaniu. Uzyskane rozwiązanie eksperymentalne można na podstawie teorii podobieństwa uogólnić na inne zjawiska, które są opisane tymi samymi bezwymiarowymi równaniami różniczkowymi i warunkami brzegowymi.

Badania oparte wyłącznie na eksperymencie są pracochłonne i prowadzą na ogół tylko do wniosków jakościowych. Równoczesne prowadzenie badań teoretycznych, polegających na formułowaniu na podstawie wyników eksperymentu modelu matematycznego, daje znacznie lepsze rezultaty i prowadzi do wniosków ilościowych.

Współczesne badania eksperymentalne mają swoją teorię, która pozwala znacznie lepiej przygotować, zaplanować i opracować wyniki eksperymentu. Przygotowanie eksperymentu to etap studiów literaturowych zjawiska, wyboru zmiennych opisujących zjawisko (zmienne niezależne) oraz zmiennych opisywanych (zmiennych zależnych), projektowania stanowiska, wyboru metod pomiarowych, kompletowania lub wykonania przyrządów pomiarowych. Każda z tych czynności wymaga rozeznania zjawiska oraz doświadczenia badawczego. Zmienne opisujące i opisywane zjawiska najczęściej są przedstawiane w postaci bezwymiarowej, co znakomicie zmniejsza ich liczbę, a tym samym i pracochłonność badań. Teoria podobieństwa zjawisk, zasady ich modelowania oraz tworzenie i wybór zmiennych bezwymiarowych zostanie przedstawione poniżej w dalszej części pracy.

Planowanie badań eksperymentalnych pozwala na zmniejszenie pracochłonności badań, a tym samym i ich kosztów, przy tej samej dokładności wyników. Każdy pomiar obarczony jest błędem spowodowanym niedoskonałością zmysłów badacza i przyrządów. Analiza błędu pomiaru oparta jest na statystyce matematycznej i nie będzie tu szeroko omawiana ze względu na to, że pomiary cieplno-przepływowe są na ogół jednokrotne, bez powtórzeń i nie wymagają tak rozległej i ogólnej wiedzy o błędzie losowym pomiaru, jak to jest wymagane w innych przypadkach.

1. Teoria podobieństwa i zasady modelowania fizycznego

Zainteresowanie podobieństwem zjawisk fizycznych datuje się od dawna. Studia nad tym problemem trwają od czasu powstania pierwszych opisów matematycznych zjawisk fizycznych. Rozwiązania o podobieństwie prowadzili już Rayleigh [1], Fourier [2], Carnot [3] i inni. Prace nad tą tematyką prowadzone są i obecnie. Ostatnio duży wkład wniosły badania Macagno [4]. Tematyką zajmował się także Mikielewicz [5,6], a ostatnio Mikielewicz i Mikielewicz [7] czy Szava i inni [8]. Zasady podobieństwa wykorzystuje się przy:

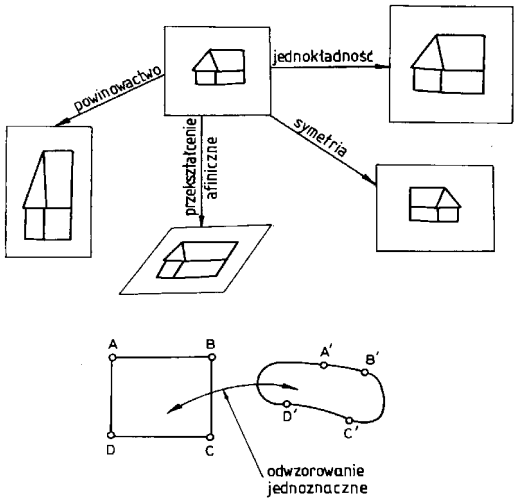
- poszukiwaniu rozwiązań analitycznych,
- interpretacji wyników badań eksperymentalnych,
- modelowaniu zjawisk i obiektów, gdy utrudnione jest prowadzenie badań na obiekcie rzeczywistym.

Podobieństwo jest ogólnie rzecz biorąc cechą abstrakcyjną, którą mają lub nie mają analizowane zjawiska lub obiekty badań. Najczęściej podobieństwo kojarzone jest z pojęciem podobieństwa geometrycznego. Takie pojęcie podobieństwa jest zawężone, nie obejmuje podobieństwa fizycznego zjawisk. Zjawiska fizyczne podobne niekoniecznie muszą przebiegać z zachowaniem podobieństwa geometrycznego. Szeroko pojęte podobieństwo geometryczne obejmuje takie przekształcenia geometryczne między obiektami geometrycznymi, jak:

- jednokładność, polegająca na proporcjonalności wymiarów geometrycznych obiektów (jednakowe skale dla wszystkich wymiarów),
- powinowactwo, polegające na przekształceniu wymiarów geometrycznych w różnych skalach w różnych kierunkach,

- przekształcenie afiniczne, polegające na liniowym dowolnym przekształceniu wymiarów geometrycznych obiektów (dana jest macierz przekształcenia).

Najogólniej mówiąc, podobieństwo geometryczne istnieje pomiędzy obiektami, gdy istnieje jednoznaczne przekształcenie wymiarów geometrycznych pomiędzy obiektami. Takie przekształcenie nazywa się odwzorowaniem geometrycznym, którego przykłady przedstawia rys. 1.



Rysunek 1. Przykłady podobieństwa geometrycznego

Podobieństwo geometryczne nie zapewnia podobieństwa zjawisk fizycznych, tzn. pól wielkości fizycznych lub działania urządzeń. Gdyby tak było, to człowiek podobny geometrycznie do mrówki musiałby podnosić z łatwością np. pianino, a pchła o wymiarach człowieka musiałaby skakać na odległość kilkuset metrów. Tak jednakże być nie może, gdyż wielkość fizyczna, taka jak siła, jest proporcjonalna do przekroju mięśni (wymiar liniowy do kwadratu), a z kolei ciężar do objętości (wymiar liniowy do potęgi trzeciej). Wobec czego działania (przeniesienie ciężaru) nie są wprost podobne.

Za podobne uważa się zjawiska lub działania urządzeń, jeżeli na podstawie jednego z nich można wyznaczyć zachowanie się drugiego. Przekładając te słowa na język matematyki, oznacza to, że przy łącznym podobieństwie geometrycznym i fizycznym wektor charakteryzujący punkt czasoprzestrzeni oraz parametrów fizycznych odwzorowuje się jednoznacznie w drugim układzie podobnym. Można wykazać że takie odwzorowanie istnieje między zjawiskami fizycznymi, jeżeli te zjawiska opisane są tym samym bezwymiarowym układem równań i warunków. W najbardziej ogólnym przypadku równania te tworzą układ równań różniczkowo-całkowych wraz z warunkami jednoznaczności. Wynika z powyższego, że najłatwiej znaleźć kryteria podobieństwa, jeżeli znany jest opis matematyczny zjawisk podobnych. Nie zawsze jesteśmy w stanie podać pełny opis zjawiska. W związku z tym istnieją różne metody znajdowania kryteriów podobieństwa zjawisk lub procesów. W zależności od posiadanych informacji o zjawisku rozróżnia się metody:

- analizy równań różniczkowo-całkowych opisujących zjawiska,
- analizy równań bilansowych globalnych (sił lub energii) - analiza cząstkowa,

- analizy wymiarowej opartej na analizie wymiarów przypuszczalnych parametrów fizycznych i geometrycznych, opisujących zjawiska podobne.

Metody te są tym pewniejsze w określeniu kryteriów podobieństwa, im większym zasobem informacji dysponuje badacz zjawiska. Najbardziej zawodna jest metoda analizy wymiarowej. Znalezione którąkolwiek metodą kryteria podobieństwa mogą być wykorzystane w modelowaniu fizycznym zjawisk lub urządzeń. Ze względu na kryteria podobieństwa modelowanie może być zupełne, przybliżone lub cząstkowe.

1.1. Analiza opisu matematycznego zjawisk podobnych

Jak już powiedziano we wstępie, zjawiska podobne opisane są tymi samymi równaniami różniczkowo-całkowymi w postaci bezwymiarowej. Znalezienie kryteriów podobieństwa na podstawie opisu matematycznego oparte jest na następujących teorematach:

- zjawiska podobne opisują bezwymiarowe równania różniczkowo-całkowe wraz z warunkami brzegowymi,
- rozwiązanie równań opisujących zjawiska podobne wyraża się przez parametry bezwymiarowe (liczby podobieństwa) występujące w równaniach i warunkach granicznych,
- parametry te, będące kombinacją parametrów fizycznych, są zwane liczbami podobieństwa i mają identyczne wartości dla zjawisk podobnych. Kryteria podobieństwa tworzy się z niezależnych liczb podobieństwa.

Zagadnienie polega więc na sprowadzeniu równań wymiarowych (fizycznych) opisu matematycznego zjawisk do postaci bezwymiarowej - równań matematycznych, a następnie na ich podstawie wyznaczeniu kryteriów podobieństwa. Równania wymiarowe (fizyczne) są homogeniczne pod względem wymiarowym. Oznacza to, że każdy człon równania ma ten sam wymiar fizyczny. Sprowadzenie równania fizycznego do matematycznego polega na:

- zdefiniowaniu wymiarów i wielkości charakterystycznych,
- wprowadzeniu wielkości bezwymiarowych do równań fizycznych.

W rezultacie otrzymuje się równania, w których każdy z członów równania można przedstawić w postaci iloczynu dwóch czynników: jednego wymiarowego, zbudowanego z wielkości i wymiarów charakterystycznych i drugiego bezwymiarowego, zbudowanego z wielkości bezwymiarowych - wynika to z twierdzenia Bridgmana. Następnie dzieli się równanie przez jeden z czynników wymiarowych. Ponieważ wszystkie czynniki wymiarowe mają ten sam wymiar, otrzymuje się po podzieleniu równanie bezwymiarowe. Metodę tą zastosujemy do układu równań opisującego procesy cieplno-przepływowe. Przyjmijmy do analizy dosyć ogólny układ równań zachowania, w którym równanie ruchu jest równaniem Naviera-Stokesa, a równanie energii równaniem Fouriera-Kirchhoffa.

Zgodnie z przedstawioną metodą, zdefiniujmy wielkości charakterystyczne:

l_0 - wymiar charakterystyczny,

τ_0 - czas charakterystyczny,

T_0 – temperatura charakterystyczna,

ΔT_0 - charakterystyczny spadek temperatury,

λ_0 - charakterystyczny współczynnik przewodności cieplnej,

c_{p0} - charakterystyczne ciepło właściwe,

ρ_0 - charakterystyczna gęstość,

q_{v0} - charakterystyczne natężenie źródła ciepła,

F_0 - charakterystyczna siła masowa,

Δp_0 - charakterystyczny spadek ciśnienia,

v_0 - charakterystyczna lepkość kinematyczna,

w_0 - charakterystyczna prędkość.

Korzystając z wielkości charakterystycznych, zdefiniujmy wielkości bezwymiarowe:

$x^+ = x/l$, $y^+ = y/l$, $z^+ = z/l$ - bezwymiarowe współrzędne,

$\tau^+ = \tau/\tau_0$ - bezwymiarowy czas,

$T^+ = T/\Delta T_0$ - bezwymiarowa temperatura,

$w^+ = w/w_0$ - bezwymiarowa prędkość

$\lambda^+ = \lambda/\lambda_0$ - bezwymiarowy współczynnik przewodności cieplnej,

$c^+ = c_p/c_{p0}$ - bezwymiarowe ciepło właściwe

$\rho^+ = \rho/\rho_0$ - bezwymiarowa gęstość,

$q_v^+ = q_v/q_{v0}$ - bezwymiarowe natężenie wewnętrznych źródeł ciepła,

$F^+ = F/F_0$ - bezwymiarowa siła działająca na jednostkę masy,

$p^+ = p/\Delta p_0$ - bezwymiarowe ciśnienie,

$v^+ = v/v_0$ - bezwymiarowy współczynnik lepkości kinematycznej.

Ponadto, należy wprowadzić bezwymiarowe operatory różniczkowania przestrzennego. Operacje ∇ i ∇^2 mają bowiem wymiar i wiąże się to z przyjętą skalą określoną wymiarem charakterystycznym l_0 . Zatem można zapisać operacje:
$\nabla^+ = l_0 \nabla$ - bezwymiarowy operator Hamiltona

$\nabla^{+2} = l_0^2 \nabla^2$- bezwymiarowy operator Laplace'a.

Wprowadzając powyższe zależności do równań bilansowych, otrzymuje się:

dla bilansu masy

$$\frac{w_0}{l_0}\nabla^+ w^+ = 0 \qquad (1)$$

dla równania Naviera-Stokesa

$$\frac{w_0}{\tau_0}\frac{\partial w^+}{\partial \tau^+}+\frac{w_0}{l_0^2}w^+\nabla^+w^+=F_0F^+-\frac{\Delta p_0}{l_0\rho_0}\frac{\nabla^+p^+}{\rho^+}+\frac{\nu_0 w_0}{l_0^2}\nu^+\nabla^{+2}w^+ \tag{2}$$

dla równania Fouriera-Kirchhoffa

$$\frac{\Delta T_0}{\tau_0}\frac{\partial T^+}{\partial \tau^+}+\frac{w_0\Delta T_0}{l_0}w^+\nabla^+T^+=\frac{\lambda_0\Delta T_0}{l_0^2c_{p0}\rho_0}\frac{\nabla^+(\lambda^+\nabla^+T^+)}{c_p^+\rho^+}+\frac{q_{v0}q_v}{c_{p0}\rho_0c_p^+\rho^+} \tag{3}$$

Dzieląc równania obustronnie przez czynnik wymiarowy, otrzymuje się:

$$\nabla^+w^+=0 \tag{4}$$

$$\frac{l_0^2}{\tau_0\nu_0}\frac{\partial w^+}{\partial \tau^+}+\frac{w_0l_0}{\nu_0}w^+\nabla^+w^+=F_0\frac{l_0^3}{\nu_0^2}\frac{\nu_0}{w_0l_0}F^+-\frac{\Delta p_0}{w_0^2\rho_0}\frac{w_0l_0}{\nu_0}\frac{\nabla^+p^+}{\rho^+}+\nu^+\nabla^{+2}w^+ \tag{5}$$

$$\frac{\partial T^+}{\partial \tau^+}+\frac{w_0\tau_0}{l_0}w^+\nabla^+T^+=\frac{\lambda_0\tau_0}{l_0^2c_{p0}\rho_0}\frac{\nabla^+(\lambda^+\nabla^+T^+)}{c_p^+\rho^+}+\frac{q_{v0}q_v\tau_0}{\Delta T_0c_{p0}\rho_0c_p^+\rho^+} \tag{6}$$

Równanie bilansu masy nie dostarcza parametrów bezwymiarowych. Równanie ruchu natomiast ma bezwymiarowe kompleksy:

1. $\frac{l_0^2}{\tau_0\nu_0}=\frac{l_0^2}{\tau_0a_0}\frac{a_0}{\nu_0}=\frac{1}{\mathrm{PrFo}}$ (7a)
2. $\frac{w_0l_0}{\nu_0}=\mathrm{Re}$ (7b)
3. $\mathrm{F_0}\frac{l_0^3}{\nu_0^2}\frac{\nu_0}{w_0l_0}=\mathrm{F_0}\frac{l_0^3}{\nu_0^2}\mathrm{Re}^{-1}$ (7c)
4. $\frac{\Delta p_0}{w_0^2\rho_0}\frac{w_0l_0}{\nu_0}=\mathrm{Eu\ Re}$ (7d)

które zostały wyrażone przez znane liczby bezwymiarowe. Trzecia z liczb bezwymiarowych $F_0\ l_0^3/\nu_0^2$ może występować w różnych postaciach w zależności od charakteru siły F_0 w równaniu Naviera-Stokesa. Te siły masowe mogą wynikać z istnienia różnych pól: grawitacyjnych, elektrycznych, magnetycznych i innych. Określmy tą liczbę w przypadku istnienia pola grawitacyjnego.

Niech ciało o objętości V i gęstości ρ_0 znajduje się w ośrodku o gęstości różniącej się o $\Delta\rho_0$ od gęstości ciała. Wtedy, w myśl prawa Archimedesa, działa na to ciało siła wyporu:

$$Vg\Delta\rho_0=Vg(\rho_0-\rho) \tag{8}$$

W przypadku natężenia pola grawitacyjnego określonego wielkością siły jednostkowej F_0 jest iloraz siły wyporu $Vg\Delta\rho_0$ i masy ciała, czyli $V_0\rho_0$

$$F_0=g\frac{D\rho_0}{\rho_0} \tag{9}$$

Podstawiając (9) do (7c) otrzymuje się liczbę Archimedesa:

$$\mathrm{Ar}=\frac{\mathrm{g}l_0^3}{\nu_0^2}\frac{D\rho_0}{\rho_0}. \tag{10}$$

Jeżeli gęstość ośrodka jest pomijalna w stosunku do gęstości ciała, czyli $\Delta\rho_0 \approx \rho_0$ to liczba Archimedesa równa jest liczbie Galileusza:

$$\mathrm{Ga}=\frac{g l_0^3}{\nu_0^2} \tag{11}$$

Szczególnym przypadkiem sił wyporu są siły wynikające z termicznej rozszerzalności ośrodka. Zmiana gęstości $\Delta\rho_0$ jest określona zależnością:

$$\Delta\rho_0=\beta\rho_0\Delta T_0 \tag{12}$$

Podstawiając zależność (12) do (10), otrzymuje się liczbą Grashofa:

$$\mathrm{Gr}=\frac{g l_0^3 \beta D T_0}{\nu_0^2} \tag{13}$$

Wróćmy jeszcze do ostatniej z bezwymiarowych liczb (7c), występującej w równaniu ruchu. Nosi ona nazwę liczby Eulera:

$$\mathrm{Eu}=\frac{D p_0}{\rho_0 w_0^2} \tag{14}$$

Z kolei iloczyn liczb Grashofa i Prandtla nosi nazwę liczby Rayleigha:

$$\mathrm{Ra}=\frac{g l_0^3 \beta D T_0}{\nu_0 a_0}=\frac{g l_0^3 \beta D T_0}{\nu_0^2}\frac{\nu_0}{a_0}=\mathrm{GrPr} \tag{15}$$

Rozwiązanie równania ruchu opisuje więc poniższa zależność ujmująca wszystkie liczby bezwymiarowe występujące przy przepływie płynu:

$$\mathrm{Eu}=\mathrm{Eu}(\mathrm{Pr},\mathrm{Fo},\mathrm{Re},\frac{F_0 l_0^3}{\nu_0^2} \tag{16}$$

i określające podobieństwo pól prędkości.

W równaniu energii występują trzy kompleksy liczb bezwymiarowych.

(1) $\frac{w_0 t_0}{l_0}=\frac{w_0 l_0}{a_0}\frac{a_0 t_0}{l_0^2}=\mathrm{PeFo}$ (17.1)

(2) $\frac{\lambda_0 t_0}{c_{p0}\rho_0 l_0^2}=\frac{a_0 t_0}{l_0^2}=\mathrm{Fo}$ (17.2)

(3) $\frac{q_{v0} t_0}{c_{p0}\rho_0 D T_0}=\frac{q_{v0} l_0^2}{\lambda_0 D T_0}\mathrm{Fo}$ (17.3)

Liczby te wyrażają się przez liczbę Pecleta (Pe), liczbę Fouriera (Fo) i bezwymiarową liczbę charakteryzującą źródło wewnętrzne ciepła : $\frac{q_{v0} l_0^2}{\lambda_0 D T_0}$. Z powyższego wynika, że pole temperatur zależy od:

$$\frac{T}{\Delta T}=T^+\left[x_i^+,\mathrm{Fo},\mathrm{Pe},\frac{q_{v0} l_0^2}{\lambda_0\,\Delta T_0}\right] \tag{18}$$

Z podobieństwa pól temperatur wynika podobieństwo gradientów temperatury przy ściance. Z warunku brzegowego $-\lambda\nabla T=\alpha\Delta T$ można wyprowadzić liczbę Nusselta:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha l_0}{\lambda_0} = \frac{\alpha\, \Delta T^+}{\lambda_0 \Delta^+ T^+} \tag{19}$$

Z równania (19) wypływa wniosek, że liczba Nusselta jest funkcją pola temperatury, a więc uwzględniając (18), otrzymujemy:

$$\mathrm{Nu}=\mathrm{Nu}(T^+)=\mathrm{Nu}\left[x_i^+,\mathrm{Fo},\mathrm{Pe},\frac{q_{v0} l_0^2}{\lambda_0 D T_0}\right] \tag{20}$$

Reasumując powyższe rozważania, można stwierdzić, na podstawie (16) i (20), że w zagadnieniach, w których oprócz podobieństwa geometrycznego występuje podobieństwo pól temperatur i pól prędkości, liczbę Nusselta daje przedstawić w postaci:

$$\mathrm{Nu}=\mathrm{Nu}(T^+)=\mathrm{Nu}\left[x_i^+,\mathrm{Fo},\mathrm{Re},\mathrm{Pr},\frac{q_{v0} l_0^2}{\lambda_0 D T_0},\frac{F_0 l_0^3}{\nu_0^2}\right] \tag{21}$$

gdzie Fo l_0^3/ν_0^2 może być liczbą Archimedesa, Galileusza lub Grashofa.

Jeżeli płyn jest ściśliwy, to dodatkowo na pole prędkości i pole temperatury będzie miała wpływ liczba Macha:

$$\mathrm{Ma}=\frac{w}{w_s} \tag{22}$$

gdzie w_s oznacza prędkość dźwięku w danym ośrodku.

1.2. Analiza cząstkowa zjawisk podobnych

Jeżeli nie dysponujemy pełnym opisem matematycznym zjawiska, to przy ustalaniu kryteriów podobieństwa można oprzeć się na bilansach globalnych się lub energii. W przypadku bilansów sił można wyróżnić następujące siły odniesione do jednostki masy:

bezwładności - $F_b \approx \frac{w_0^2}{l_0}$

ciśnienia - $F_p \approx \frac{p_0}{l_0 \rho_0}$

lepkości - $F_t \approx \frac{\nu_0 w_0}{l_0^2}$

ciężkości - $F_g \approx g_0$

napięcia powierzchniowego -$F_s \approx \frac{s_0}{l_0^2 \rho_0}$

Dzieląc bilans sił działających w zjawisku przez jedną z sił, otrzymuje się bezwymiarowe stosunki sił, które można sprowadzić do następujących relacji:

$$\frac{F_p}{F_b} \approx \frac{p_0}{\rho_0 w_0^2} = \mathrm{Eu} \qquad \frac{F_b}{F_t} \approx \frac{w_0 l_0}{\nu_0} = \mathrm{Re} \tag{23a}$$

$$\frac{F_b}{F_g} \approx \frac{w_0^2}{g_0 l_0} = \mathrm{Fr} \qquad \frac{F_b}{F_\sigma} \approx \frac{\rho_0 w_0^2 l_0}{\sigma_0} = \mathrm{We} \tag{23b}$$

Należy także pamiętać, że bilans sił nie zawsze uwzględnia wszystkie związki energetyczne. Bilanse energii dostarczają dodatkowych liczb kryterialnych. Z bilansami energetycznymi postępuje się

podobnie jak z bilansami sił. Dzieli się je przez jeden z członów, uzyskując stosunki energii, które prowadzą do liczb kryterialnych. Rozróżnia się następujące rodzaje energii odniesione do objętości układu:

energia przewodzenia - $e_p \approx \frac{\lambda_0 \Delta T_0}{\rho_0 l_0^2}$

energia konwekcji - $e_k \approx \frac{w_0 c_{p0} \Delta T_0}{l_0}$

energia tarcia - $e_t \approx \frac{\nu_0 w_0^2}{l_0^2}$

energia źródła ciepła - $e_v \approx q_{v0}$

energia zakumulowana w stanie niestacjonarnym - $e_n \approx \frac{c_{p0} \Delta T_0}{t_0}$,

Stosunki tych energii prowadzą do następujących liczb kryterialnych:

$$\frac{e_t}{e_k} \approx \frac{w_0 \nu_0}{c_{p0} \Delta T_0 l_0} = \frac{\mathrm{Ec}}{\mathrm{Re}} \tag{24a}$$

$$\frac{e_n}{e_p} \approx \frac{\rho_0 c_{p0} l_0^2}{t_0 \lambda_0} = \frac{l_0^2}{a_0 t_0} = 1/\mathrm{Fo} \tag{24b}$$

$$\frac{e_k}{e_p} \approx \frac{w_0 l_0 \rho_0 c_{p0}}{\lambda_0} \tag{24c}$$

gdzie Ec = $w_0^2/c_{p0} \Delta T_0$ - liczba Eckerta.

Dysponując poprawnym bilansem sił i energii, można na ich podstawie znaleźć odpowiedni zestaw liczb kryterialnych opisujących zjawisko.

1.3. Analiza wymiarowa

Analiza wymiarowa wymaga najmniej informacji o badanym zjawisku, ale też jest najbardziej zawodna. Stosuje się ją tylko wtedy, gdy nie jest znany model matematyczny zjawiska lub gdy nie jesteśmy w stanie sformułować poprawnie bilansu sił i energii. Za pomocą analizy wymiarowej uzyskuje się z n parametrów fizycznych opisujących zjawisko mniejszą liczbę parametrów bezwymiarowych - m (m < n). Prowadzi to do syntetyzacji informacji o zjawisku i tym samym do zmniejszenia pracochłonność badań, a następnie ich opisu. Podstawą analizy wymiarowej jest tzw. teoremat Buckinghama-Driesta. Opiera się on na tzw. równaniu Bridgmana stwierdzającym, że każdą wielkość fizyczną x można przedstawić w postaci iloczynu bezwymiarowej liczby x^+ i miana:

$$x = x^+ [M]^a [L]^b [T]^c [\theta]^d \tag{25}$$

gdzie x^+ - liczba, M, L, T - wymiary podstawowe, których potęgi a, b, c, d są liczbami w układzie jednostek SI. Dla wyrażenia miana jednostek pochodnych mechaniczno-cieplnych wystarczą cztery jednostki podstawowe (M - masy, L - wymiaru liniowego, T - czasu i θ - temperatury).

Wykorzystując równanie Bridgmana można sformułować twierdzenie Buckinghama-Driesta:

Jeżeli między n wielkościami fizycznymi x_i istnieje zależność funkcyjna:

$$f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) = 0 \tag{26}$$

to można ją przedstawić w postaci związku m liczb bezwymiarowych π_i utworzonych z wielkości fizycznych:

$$G(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots, \pi_m) = 0 \tag{27}$$

gdzie m = n - r, a r oznacza rząd macierzy prostokątnej utworzonej z wykładników potęg jednostek podstawowych przedstawiających miano wielkości fizycznych opisujących zjawisko. Przez rząd macierzy utworzonej z wykładników potęg mian wielkości fizycznych rozumie się rząd najwyższego niezerowego wyznacznika macierzy prostokątnej. Uzyskanie prawidłowego zestawu liczb wymiarowych z zastosowaniem analizy wymiarowej wymaga znajomości wszystkich ważnych dla zjawiska parametrów fizycznych. Dodanie nieznaczącego parametru lub pominięcie znaczącego prowadzi do błędnego wyniku. Metoda analizy wymiarowej zostanie zilustrowana przykładem dotyczącym chłodzenia stalowej kulki w stałej temperaturze otoczenia.

Nadwyżka temperatury kulki ponad temperaturę otoczenia wynosi $T- T_0$ i zależy od:

- czasu, który upłynął od chwili włożenia kulki do chłodziwa (otoczenia), τ [T],
- początkowej różnicy temperatur, $(T_p - T_0)$ [θ],
- pojemności cieplnej kulki, $C = \rho cV[ML^2/T^2\,\theta]$,
- oporu cieplnego powierzchni kulki, $R = 1/\alpha A$ lub (αA) $[ML^2/T^3\,\theta]$.

Wielkości fizyczne związane są więc zależnością:

$$f\left[\tau, \left(T_p - T_0\right), C, \alpha A, (T - T_0)\right] = 0 \tag{28}$$

Miana tych wielkości dają się przedstawić w funkcji niezależnych wielkości podstawowych: M, L, T, θ. Można zatem utworzyć macierz wykładników potęg jednostek podstawowych, w których one występują w mianach wielkości opisujących rozważane zjawisko. Macierz ta przedstawia się następująco w postaci tablicy 1:

Tabela 1. Macierz współczynników wielkości podstawowych

	τ	$T_p - T_0$	C	αA	$T - T_0$
[M]	0	0	1	1	0
[L]	0	0	2	2	0
[T]	1	0	-2	-3	0
[θ]	0	1	-1	-1	1

Przypatrując się wierszom macierzy, stwierdzamy, że drugi wiersz macierzy można uzyskać mnożąc pierwszy wiersz przez dwa. A więc dwa wiersze macierzy są liniowo zależne, co oznacza, że macierz jest rzędu trzeciego, a nie czwartego. Stąd r = 3, a liczb bezwymiarowych jest m = n - r = 5 - 3 = 2. W rezultacie powinniśmy uzyskać zależność typu:

$$G(\pi_1, \pi_2) = 0 \tag{29}$$

Liczby π_1 i π_2 można skonstruować w różny sposób. Najczęściej wybiera się z pięciu wielkości trzy, których miano ma wszystkie wymiary podstawowe, np.t, T_p- T_0, C, następnie, dodając po jednej z pozostałych wielkości fizycznych, uzyskuje się poszukiwane dwie liczby bezwymiarowe w postaci:

$$\pi_1 = \tau^{a1}\left(T_p - T_0\right)^{b1} C^{c1}(T - T_0) \tag{30a}$$

$$\pi_2 = \tau^{a2}\left(T_p - T_0\right)^{b2} C^{c2}(\alpha A) \tag{30b}$$

Nieznane wykładniki potęg a1, b1, c1 i a2, b2, c2 w każdej z liczb ustala się przyrównując do zera wykładniki przy każdym z wymiarów podstawowych mian wielkości fizycznych (M, L, T, θ), co oznacza, że powstały parametr z wielkości fizycznych jest bezwymiarowy. W przykładzie uzyskano:

$$\pi_1 = \frac{T - T_0}{T_p - T_0} \qquad \pi_2 = \frac{\alpha A \tau}{C} \tag{31}$$

A więc związek funkcyjny wymiarowy f przekształca się w związek bezwymiarowy G:

$$G\left(\frac{T - T_0}{T_p - T_0}, \frac{\alpha A \tau}{C}\right) = 0 \tag{32}$$

Z teorii wiadomo, że rozpatrywane zagadnienie ma dokładne rozwiązanie w postaci:

$$\frac{T - T_0}{T_p - T_0} = exp\left(-\frac{\alpha A \tau}{C}\right) \tag{33}$$

Opierając się na znalezionej na podstawie analizy wymiarowej zależności, można poszukiwać korelacji eksperymentalnej typu:

$$\frac{T - T_0}{T_p - T_0} = f\left(\frac{\alpha A \tau}{C}\right) \tag{34}$$

a następnie porównać ją z zależnością teoretyczną.

1.4. Zasady modelowania fizycznego

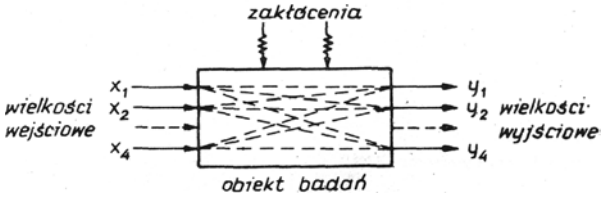
Jak już wspomniano, model jest odwzorowaniem jednego zjawiska na drugie lub na takie samo w warunkach laboratoryjnych. Często nie ma możliwości badania urządzenia lub zjawiska w warunkach rzeczywistych ze względu na koszty badań, gabaryty urządzeń lub bezpieczeństwo badań. Wówczas, badania prowadzi się w laboratorium na urządzeniach modelowych. Model i oryginał powinny być opisane tymi samymi równaniami różniczkowo-całkowymi i warunkami brzegowymi w postaci bezwymiarowej. Doświadczenia prowadzone na modelu pozwalają na znalezienie związków pomiędzy liczbami podobieństwa. Jeżeli model zapewnia przeprowadzenie eksperymentów przy spełnieniu równości wszystkich liczb bezwymiarowych niezależnych (opisujących - kryteriów podobieństwa) w modelu i oryginale, to takie modelowanie jest **modelowaniem zupełnym**. Aby zapewnić w modelu pełne podobieństwo, trzeba często uciec się do innych niż w oryginale materiałów, o innych właściwościach fizycznych. Wymaga to spełnienia związków wynikających z równości liczb bezwymiarowych w modelu i oryginale. Jeżeli tych związków jest więcej niż swobodnych zmiennych, to modelowanie zupełne nie jest możliwe. Przeprowadza się wówczas modelowanie **przybliżone** lub **cząstkowe**.

Modelowanie przybliżone przeprowadza się dla przypadków, w których z dużym przybliżeniem są spełnione mniej istotne kryteria lub też, gdy badania można przeprowadzić w zakresie takich parametrów, przy których jedno z kryteriów nie wpływa na zjawisko. Jest to tzw. obszar samomodelowania się. W przypadku gdy taki obszar nie istnieje, przeprowadza się modelowanie cząstkowe. Modelowanie cząstkowe polega na wyizolowaniu nieznanego efektu zjawiska, przyjmując, że inne pozostałe efekty są dobrze znane i mogą być przewidziane w oryginale i modelu. Modelowaniu podlega tylko nieznany aspekt zjawiska. Na przykład badając opór statku na wodzie, wiadomo, że składa się on z oporu tarcia i oporu falowania powierzchni wody. Przyjmując, że opór tarcia jest dobrze zbadany i znany, można go odjąć obliczeniowo z badanego oporu całkowitego i wyizolować tylko opór falowy, i ten opór poddać modelowaniu.

2. Planowanie eksperymentu

Rozróżnia się eksperyment bierny i czynny. Eksperyment bierny to taki, na którego przebieg nie możemy wpływać lub nie wpływamy. Przykładem eksperymentu biernego mogą być obserwacje astronomów. Eksperyment czynny wykonuje się według przygotowanego planu, w którym przewiduje się równoczesne zmiany wszystkich kontrolowanych parametrów procesu. Stosowanie planu eksperymentu pozwala na zmniejszenie liczby doświadczeń przy założonej dokładności lub przy określonej liczbie doświadczeń na zmniejszenie ich losowego błędu.

Badając eksperymentalnie obiekt przyjmuje się, że istnieje zależność pomiędzy każdą wielkością wyjściową a wszystkimi wielkościami wejściowymi. Nie istnieje natomiast zależność pomiędzy wielkościami wejściowymi i pomiędzy wyjściowymi. Poza tym istnieją nieznane wielkości zakłócające.



Rysunek 2. Schemat obiektu badań

Zawsze można obiekt badań uważać za superpozycję obiektów, które maja tylko jedna wielkość wyjściową:

$$y=y(x_1,x_2,x_3,.....,x_n) \tag{35}$$

Planując eksperyment przyjmuje się, że każda zmienna x_i może przyjmować określone wartości, tzw. poziomy x_{ik}

$$x_{ik}=\frac{x_i-x_{i0}}{\Delta x} \tag{36a}$$

$$x_{i0}=\frac{x_{imax}+x_{imin}}{2},\ \Delta x=\frac{x_{imax}-x_{imin}}{2} \tag{36b}$$

gdzie - x_{i0} punkt centralny planu lub poziom podstawowy, Δx — przedział zmienności.

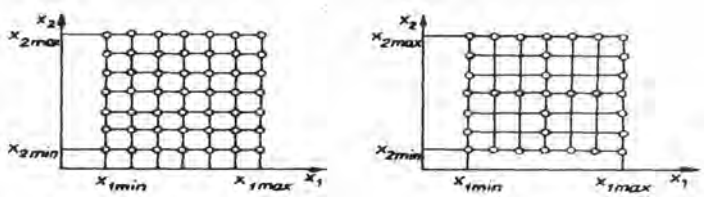
W bezwymiarowym układzie współrzędnych poziom górny jest równy +1 a dolny -1, współrzędne punktu centralnego są równe zeru. Każdy plan eksperymentu można przedstawić w postaci macierzy wymiarowej lub bezwymiarowej.

$$y=\beta_0+\sum_i^k \beta_i x_i+\sum_{n,i}^k \beta_{ni} x_i x_n+\sum_i^k \beta_{ii} x_{ii}^2+.. \quad (37)$$

Wielkości zakłócające zmieniają losowo wielkości xi , w związku z tym opracowując wyniki eksperymentu otrzymamy:

$$y=b_0+\sum_i^k b_i x_i+\sum_{n,i}^k b_{ni} x_i x_n+\sum_i^k b_{ii} x_{ii}^2+.. \quad (38)$$

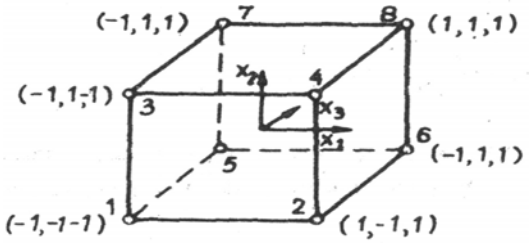
gdzie: b_i, b_{nj}, b_{jj} - współczynniki doświadczalne. W zależności od tego jaki przyjmiemy model funkcji eksperymentalnej, musimy określić na podstawie badań współczynniki liniowe b_j, kwadratowe b_{jj}, wzajemnego oddziaływania b_{nj}. Przyjmijmy dla uproszczenia, że mamy dwie zmienne x_1 i x_2. Każda ze zmiennych może przyjmować k poziomów, jak to pokazano na rys. 3.



Rysunek 3. Plan eksperymentu: a — pełny, b—z wybranymi punktami

Jeżeli wykonamy badania dla wszystkich punktów eksperymentalnych, to taki eksperyment nazywa się pełnym. Wykonuje się go w sposób klasyczny, przyjmując określony poziom jednej zmiennej i zmieniając poziomy drugiej zmiennej. Liczba pomiarów, które należy wykonać, wynosi w tym przypadku k_2. Dla większej liczby zmiennych —n, liczba pomiarów w pełnym eksperymencie wynosi n_k.

Przyjmijmy, że mamy kilka zmiennych, a każda z nich przyjmuje tylko dwa poziomy. To uproszczenie nie jest istotne, gdyż każdy plan eksperymentu możemy uważać za superpozycję planów dwupoziomowych. Pełny plan dwupoziomowy nosi nazwę planu 2k. Plan taki pozwala na wyznaczenie współczynników liniowych, kwadratowych oraz efektów interakcji w funkcji eksperymentalnej (regresji). Jeżeli zadawalające jest dla eksperymentatora przybliżenie liniowe, to można znacznie zmniejszyć liczbę doświadczeń stosując tzw. powtórzenie ułamkowe pełnego eksperymentu.



Rysunek 4. Ilustracja graficzna planu eksperymentu: trzyczynnikowego, dwupoziomowego w przestrzeni trójwymiarowej

W planowaniu eksperymentu są stosowane powtórzenia ułamkowe, będące powtórzeniami mniejszych części eksperymentu pełnego. Plany dla większej liczby poziomów, w celu zmniejszenia

liczby eksperymentów w stosunku do planu całkowitego, wykorzystuje kwadraty łacińskie, greckie, stosując metody kombinatoryki. Kwadraty łacińskie dla trzech zmiennych. stanowią tablicę kwadratową utworzoną z elementów (poziomów), z których każdy występuje tylko jeden raz w każdym wierszu i każdej kolumnie. Można przy tym wyróżnić tzw. standardowe kwadraty, w których występuje uporządkowanie pierwszych kolumn i wierszy (postać kanoniczna) oraz tzw. ortogonalne kwadraty. Plany mogą mieć też inne cele, np. uzyskanie pomiarów o stałym błędzie losowym, o minimalnym średnim błędzie, poszukujących optimum funkcji eksperymentalnej itp.

W zagadnieniach cieplnych nie wszystkie parametry są sterowalne, tzn. nie można uzyskać dla nich planowanego poziomu. Najczęściej korzystamy z teorii podobieństwa aby zmniejszyć liczbę zmiennych podczas eksperymentu. Wówczas pojawiają się kłopoty z realizowaniem planowanych poziomów podczas eksperymentu. Niemniej, korzystanie z planów i realizowanie ich nawet w przybliżeniu jest korzystne, gdyż prowadzić może do zbliżonych efektów, które uzyskuje się dla planów dobrze sterowalnych. Plany eksperymentalne ułatwiają, analizę korelacji (współzależności) między zmiennymi. Jeżeli korelacja istnieje można przystąpić do wyznaczenia regresji (funkcji eksperymentalnej) między zmiennymi.

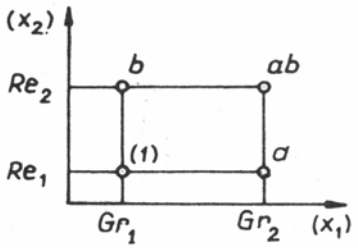
Jako przykład rozpatrzmy plan dwuczynnikowy dwupoziomowy, przy pomocy którego zbadamy zmianę liczby Nusselta — Nu w zależności od liczb Reynoldsa - Re i Grashofa - Gr. Stawiamy sobie pytanie, czy mamy do czynienia w eksperymencie z konwekcją wymuszoną, naturalną, czy też mieszaną. Innymi słowy, czy istnieje oddziaływanie między kryteriami, czy też działają one niezależnie od siebie.

Przyjęto, że graniczne wartości czynników wynoszą: 1,a i 1,b. Wartości liczby Nu zmierzone na odpowiednich poziomach 1 i 2 dla każdego czynnika zmieszczono w tab. 2.

Tabela 2. Dwuczynnikowy dwupoziomowy plan eksperymentu

Punkty pomiaru	(1)	a	b	ab
Wartości liczby Nu	20	19	10	11

Wyniki: $Nu_{sr} = 15$, $Nu_{Gr} = 0$, $Nu_{Re} = -9$, $Nu_{ReGr} = 1$

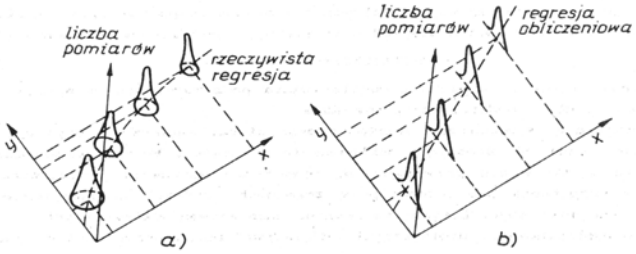


Rysunek 5. Plan eksperymentu pozwalający na zbadanie wpływu czynników na wynik

2.1. Opracowanie wyników

Po znalezieniu równania regresji, należy przeprowadzić analizę statystyczną otrzymanych wyników. Analiza taka polega na sprawdzeniu istotności otrzymanych współczynników regresji, zgodności funkcji regresji z danymi eksperymentalnymi oraz analizie prawidłowości zastosowanej metody estymacji.

Ocenę istotności przeprowadza się posługując się testem t-Studenta. Zbyt wielki błąd oszacowania współczynników regresji, np. przekraczający 50% wartości współczynnika daje złą jego ocenę. Duże błędy mogą być spowodowane: małą liczebnością pomiarów, złą metodą estymacji współczynników (autokorelacja), niewłaściwym wyborem zestawu zmiennych. Nieistotne współczynniki usuwa się z regresji.



Rysunek 6. Porównanie regresji rzeczywistej (a) z obliczeniową (b)

2.2. Metoda Wilsona

Na odpowiednim przekształceniu zmiennych polega **metoda Wilsona** [9]. pozwalająca na opracowanie regresji na współczynniki przejmowania ciepła dla wymienników ciepła. Metoda ta wykorzystuje informacje wynikające z teorii wymiany ciepła, dotyczące postaci zależności opisujących współczynniki przejmowania ciepła w wymienniku ciepła. Znając postać funkcji opisującej przynajmniej jeden ze współczynników przejmowania ciepła oraz współczynnik przenikania ciepła z bilansu cieplnego wymiennika można, bez uciekania się do pomiarów temperatury ścianki, znaleźć oba współczynniki przejmowania ciepła w wymienniku. Wyznaczenie współczynników przejmowania ciepła wymaga zastosowania odpowiedniego planu badań.

Rozpatrzmy najprostszy przypadek wymiany ciepła w rekuperatorze płaszczowo rurowym Przyjmuje się następujący plan eksperymentu. Ustala się podczas pomiarów poziom natężenia przepływu jednego czynnika, przy którym zmienia się dowolnie poziomy natężenia przepływu drugiego czynnika. W następnej serii badań odwraca się tok postępowania.

$$\text{dla } G_1\text{=const. jest } \alpha_1\text{=const. } \alpha_2\text{=C}_2 w^{-n}$$

gdzie:G_1 i G_2 są współczynnikami przejmowania ciepła. Wówczas:

$$\frac{1}{U_0}=\frac{1}{\alpha_1}+\frac{\delta}{\lambda}+\text{C}_2 w^{-n}$$

lub

$$\frac{1}{U_0}=\text{C}_1+\text{C}_2 w^{-n}$$

gdzie: U_0 - współczynnik przenikania ciepła wyznaczony z bilansu cieplnego:

$$\dot{Q}=U_0 \text{ A } \Delta t_{log}=\text{G}_1 c_{p1}(t_{21}-t_{11})=\text{G}_2 c_{p2}(t_{22}-t_{21})$$

w - prędkość przepływu jednego z czynników, n-współczynnik zależny od charakteru ruchu, np. dla ruchu turbulentnego wewnątrz rur n = 0.8.

Przyjmując nowe zmienne otrzymuje się zależność liniową

$$x=w^{-n},\ y=\frac{1}{U_0} \qquad\qquad y=C_1+C_2x$$

Można też obliczyć średnią temperaturę ścianki. Ma to szczególne znaczenie w przypadku rur użebrowanych, dla których trudne jest uśrednienie na. podstawie lokalnych pomiarów temperatury. Metoda Wilsona ma swoje ograniczenia. Najczęściej stosuje się ją, gdy opory cieplne po obu stronach rekuperatora są tego samego rzędu.

Podsumowanie

Model i oryginał powinny być opisane tymi samymi równaniami różniczkowo-całkowymi i warunkami brzegowymi w postaci bezwymiarowej. Doświadczenia prowadzone na modelu pozwalają na znalezienie związków pomiędzy liczbami podobieństwa. Jeżeli model zapewnia przeprowadzenie eksperymentów przy spełnieniu równości wszystkich liczb bezwymiarowych niezależnych (opisujących - kryteriów podobieństwa) w modelu i oryginale, to takie modelowanie jest modelowaniem zupełnym.

Niewłaściwe planowanie badań może prowadzić do błędów. Rozróżnia się dwa rodzaje błędów związanych z planowaniem. Pierwszy z nich wynika z przyjęcia nieistotnej zmiennej jako czynnika, a drugi z pominięcia istotnej zmiennej. Błędów tych można uniknąć z dużym prawdopodobieństwem stosując testy statystyczne. Jednakże, możliwość popełnienia błędu istnieje zawsze z niezerowym prawdopodobieństwem. Wskutek istnienia zakłóceń, które prowadzą do rozrzutu danych eksperymentalnych, żadna metoda statystyczna nie może wydobyć z nich więcej informacji niż one zawierają.

Bibliografia

[1] Rayleigh L., The principle of similitude. Nature, 95, 66−68, 1915.
[2] Fourier J.B.J., Théorie analytique de la chaleur (1 st ed.). Cambridge University Press, 2009 (in French)
[3] Carnot S., Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance. Paris, Bachelier, 1824 (in French)
[4] Macagno E.O., Historico-critical review of dimensional analysis, Journal of the Franklin Institute, 292(6), 391−402, 1971.
[5] Mikielewicz J., Planowanie eksperymentu i opracowanie wyników pomiarów, Zeszyty Naukowe Pol. Łódzkiej, Nr 606, s.29, 1991.
[6] Mikielewicz J., Modeling thermal-hydraulic processes, Ossolineum. IMP PAN Publishers, 1995 (in Polish).
[7] Mikielewicz J., Mikielewicz D., Physical modeling in heat and fluid flow, Archives of Thermodynamics, Vol.47(1), 2026, 205-212.
[8] Száva I., Gălăţanu T-F., Száva I-R., Modern Dimensional Analysis Involved in Heat Transfer Problems. In Heat and Mass Transfer – From Fundamentals to Advanced Applications, InTechOpen, (ed. D. Enescu), 2025
[9] Wilson E.E., A basis for rational design of heat transfer apparatus, Trans ASME, 37,47, 1915.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_2

Monitoring of Thermal Stresses in Thick-Walled Boiler Components Using Inverse Heat Conduction Modelling

JAN TALER[1], PIOTR DZIERWA[2], DAWID TALER[2], KAROL KACZMARSKI[2],
MARCIN TROJAN[2], SŁAWOMIR GRĄDZIEL[1]

[1] Cracow University of Technology, Faculty of Environmental Engineering and Energy
Department of Energy, ul. Warszawska 24, 31-155 Krakow
[2] Cracow University of Technology, Faculty of Environmental Engineering and Energy
Department of Thermal Engineering and Air Protection, ul. Warszawska 24, 31-155 Krakow
[1] e-mail: jan.taler@pk.edu.pl

Keywords: Inverse Heat Conduction Problem (IHCP), Thermal Stresses, Flexibility of Power Units, Monitoring of Pressure Components

The paper presents a review of methods for stress monitoring in boiler pressure components. Monitoring stresses in thick-walled boiler components, such as drums and headers, is essential to enhance the operational flexibility of power units, which must frequently adapt to load changes and rapid start-ups resulting from the integration of renewable energy sources. Because direct measurement of the inner surface temperature is hindered by high pressure and fluid velocity, researchers utilise Inverse Heat Conduction Problems (IHCP) to reconstruct these conditions from sensors located within the wall, typically placed 5 to 12.5 mm from the inner surface. One effective approach is the Control Volume Method (CVM), which divides the component wall into a direct region and an inverse region to accurately extrapolate surface temperatures and heat fluxes. To ensure the stability of these calculations against measurement noise, digital filters, such as Gram orthogonal polynomials, are employed to smooth the input data, while techniques such as "future time steps" help reduce sensitivity to random errors.

For real-time online monitoring, the complex geometry of components like drum-downcomer junctions is simplified using stress concentration factors for both pressure (and thermal loads. The total circumferential stress at critical points, such as hole edges, is calculated by multiplying the stress values of a non-weakened wall by these factors. While the Heat Transfer Coefficient (HTC) is necessary to determine the thermal stress concentration factor, studies show that even rough estimates of HTC do not significantly affect the accuracy of the concentration factor, making the method robust for industrial applications.

Compared to traditional methods based on EN 12952-3, which rely on quasi-steady-state assumptions and often result in overly conservative heating times, modern optimised monitoring techniques can reduce start-up durations by approximately one-third. While the Finite Element Method (FEM) provides high-precision 3D analysis for complex geometries, it remains computationally intensive for online use and is primarily utilised to verify the accuracy of simplified monitoring models. Ultimately, these advanced monitoring systems enable thick-walled components to operate at their maximum allowable rates, significantly improving the unit's lifespan and its ability to compensate for grid power fluctuations.

1. Introduction

The modern transformation of power systems, driven by the desire to increase the use of renewable energy sources (RES), such as wind and solar farms, presents new and rigorous operational challenges for conventional and nuclear power [1–4]. Thermal units, traditionally designed for steady-state base-load operation, are now required to operate with high flexibility. This shift entails frequent startups, shutdowns, and rapid load changes to ensure grid stability, requiring advanced mathematical models of supercritical boilers and methods to enhance their operational flexibility [5-9]. Enhancing the agility of these units is vital, but it must be achieved without compromising structural integrity [4, 8-9] or exceeding environmental limits, particularly NOx emissions during low-load periods [1,7].

The main technical limitation influencing boiler dynamics is the presence of thick-walled pressure components, such as vessels, superheater headers, and main steam pipes [10, 11]. Significant transient thermal gradients in these parts induce high thermal stresses. When combined with internal pressure, these stresses can lead to thermomechanical fatigue and crack formation, especially at high-stress concentrations, such as the edges of holes [12-14]. Prevailing regulatory standards, such as EN 12952-3 [15], often assume a quasi-steady-state temperature field. However, this methodology is too conservative, resulting in startup and shutdown times that are often one-third longer than those achieved with optimised control strategies that account for allowable thermal stress and real process dynamics [16].

The thermal flexibility of a thermal power block can be improved by optimising the heating and cooling of thick-walled pressure components.

Optimum time changes in fluid temperature are determined by the condition of equality between the permissible stresses and the total stresses resulting from pressure and thermal loads at the edge of the borehole. Optimal heating or cooling of the pressure element can be monitored by measuring the fluid temperature, but this is very difficult due to the high thermal inertia of the thermometers used to measure steam temperature [10,17]. Dynamic errors are so large that the design of industrial thermometers must be modified to improve their dynamic properties [10]. It is easier to monitor the correctness of the optimal heating or cooling of the pressure element by measuring the external temperature at its thermally insulated surface.

Effective real-time monitoring of the stress state requires precise reconstruction of transient temperature fields from measured fluid pressure and wall temperatures. Directly measuring the temperature of the internal wall surface is challenging due to high pressures, fluid velocities, and the significant thermal inertia of industrial sensors, which introduces substantial dynamic errors. Innovative solutions, such as patented specialised thermometers for boiler shells, have been developed to mitigate these measurement issues [14]. To overcome these limitations, the application of inverse heat conduction problems (IHCP) has become essential, supported by a robust theoretical framework for identifying heat transfer processes.

The one-dimensional distribution of temperature and thermal stresses across the wall thickness of a pressure vessel can be determined based on the temporal variation in the temperature of the pressure vessel, measured at its thermally insulated outer surface, without the need to measure the fluid temperature or determine the heat transfer coefficient (HTC) at the inner surface of the vessel [18–21]. The power series method can be applied to solve such an IHCP [18]. The application

of the power series method to solve an overdetermined IHCP, in which two or more wall temperature measurement points are used to determine the distribution of temperature and stresses across the wall thickness, is presented in [19].

An effective space-marching method for determining the one-dimensional transient temperature field and thermal stresses in cylindrical pressure vessels from a single-point wall-temperature measurement is presented in [20]. The space-marching method presented in [21] is an effective tool for determining the two-dimensional transient temperature field in cylindrical pressure vessels from temperature measurements at evenly distributed points on the thermally insulated outer surface.

When fluid temperature changes rapidly, the temperature sensor must be located near the internal surface of the pressure element. The IHCP has been solved using the space-marching method, which can also be applied to the two-dimensional unsteady heat conduction problem. To solve the two-dimensional transient heat-conduction problem, it is necessary to know the transient temperature or heat-flux distribution on the component's external surface.

A critical aspect of the thermal stress analysis is the accurate determination of the HTC, as the thermal stress concentration factor αT depends on the HTC on the inner surface of the pressure component [15]. Although stress concentration factors exhibit some robustness against HTC variations [8, 20], the precise identification of the HTC through correlations for transition and turbulent flows or through numerical-experimental techniques is fundamental for determining circumferential thermal stress and optimal fluid temperature-time changes [14,22]. The temperature distribution within a structural element can be determined with high accuracy by solving the IHCP. First, the determination of a one-dimensional temperature distribution in a flat, cylindrical or spherical pressure element based on a measurement of the external temperature of the element’s thermally insulated surface will be outlined. If the temperature and stress fields are determined online, a one-dimensional IHCP for a solid element without holes is typically solved. The circumferential stresses arising from pressure and the circumferential thermal stresses at the edge of the hole are calculated using appropriate stress concentration factors.

This chapter focuses on methods for monitoring thermal stresses in cylindrical pressure vessels used in boilers, as well as in pressure vessels for other power generation machinery and equipment. Pressure components may be hole-free or may have holes that weaken them. First, a method for monitoring total stresses at the edges of holes will be presented, based on the quasi-steady-state temperature field that develops when the component is heated or cooled over a long period at a constant heating or cooling rate. The total circumferential stresses at the edge of a hole are the sum of the circumferential stresses resulting from pressure and those resulting from thermal loading. They are monitored by measuring temporal changes in pressure within the structural component and the rate of change of the wall temperature at the component’s outer surface. Due to the assumption of a quasi-steady-state temperature field within the element, it is not possible to identify the temperature distribution during rapid changes in the fluid temperature.

The temperature distribution within a structural element can be determined with much greater accuracy by solving the IHCP. First, the determination of a one-dimensional temperature distribution in a flat, cylindrical or spherical pressure element based on a measurement of the external temperature of the element’s thermally insulated surface will be outlined. If the temperature and stress fields are determined online, a one-dimensional IHCP for a solid element without holes is

typically solved. The circumferential stresses arising from pressure and the circumferential thermal stresses at the edge of the hole are calculated using appropriate stress concentration factors.

Given the relationship between the thermal stress concentration factor and the HTC on the inner surface of a component without holes, the HTC can be evaluated using heat transfer correlations available in the literature based on the mass flow rate, temperature, and pressure of the flowing fluid, measured online. The HTC can also be determined from wall-temperature measurements near the internal surface of the element and fluid-temperature measurements. The numerical-experimental determination of HTC for a one-dimensional temperature field is presented in [23-24], and for a three-dimensional temperature distribution within the component in [14].

2. The flexible boiler operation considering the strength restrictions

New resolutions and directives from the European Parliament and the Council of the European Union have a primary goal to increase the proportion of renewable energy in energy production. The introduction of regulations and government support has led to the rapid development of wind farms, photovoltaic farms, and other distributed energy sources. The production of electricity from renewable energy sources (RES) results in significant changes in demand for generated power and electricity in conventional power plants. Sometimes, starting the cold, hot, or warm reserve is required. It is realised when it is needed to increase the generating capacity of the power system by ordering the start-up of the unit(s) in reserve. The existing coal-fired units were designed to operate as base units in the power system. This means the unit is in thermal steady-state during regular operation. Such design assumptions significantly complicate other unit operations, especially fast start-up or capacity increase. However, modern power units are designed to allow power to be up or down by 2-8% of installed power per minute across the complete operational range, i.e., from minimum to maximum load.

A power system functions properly if the electrical power generated in the system is equal to the demand at all times. For that reason, many countries are working intensively to increase the flexibility of conventional power plants for use with wind turbines and photovoltaics (PV). Wang et al. [1] optimised the reheat steam control to increase the boiler load change rate to 4% of the boiler's maximum continuous rating. Zao et al. [2] increased the operational flexibility of supercritical coal-fired power plants by controlling the mass flow rate of steam drawn from turbine bleeders to low- or high-pressure regenerative heaters. Because of the limited allowable coal content in the circulating bed, the unit's power output cannot be increased quickly by increasing the fuel mass flow rate. A control strategy using dynamic matrix control was developed for quick load change control in subcritical circulating fluidised bed boilers [3]. The authors [3] showed that with their solution, the rate of load raising can be increased to 3% of nominal power per minute. To receive power from renewable energy sources, the power system requires thermal units, including once-through boiler-steam turbine units, to operate over a wide range of load changes while maintaining high efficiency and lifetime [4]. The mathematical model presented in [4] can be used to simulate the unit's operation under large load changes and to support the unit's operation control system.

Pressurised hot water tanks enable the unit to increase its maximum load when electricity demand is high and decrease its minimum allowable load when demand is low [5]. Using pressure storage tanks can increase the maximum load by several per cent and lower the minimum boiler load by a dozen per cent [5].

Flexible thermal power units should have good dynamic properties, i.e., short start-up and shut-down times [6]. However, critical boiler pressure elements, which are usually thick-walled and complex-geometry components, limit the maximum allowable heating-up and cooling-down rates of the boiler and turbine, as well as the pipelines connecting the boiler to the turbine. This is caused by excessive thermal stresses [7] and thermal fatigue, which leads to cracks at the edges of holes in pressure elements.

A mathematical model of steam boiler start-up from a cold state, accounting for thermal stresses in the boiler drum at the maximum allowable heating rate, is presented in [8].

Permissible heating rates for boiler pressure components can be determined in accordance with EN 12952-3 [9]. However, the heating times for critical boiler elements determined using this standard [9] are about 1/3 longer than the times calculated using the method presented in [10]. The European standard EN 12952-3 specifies longer heating times because it assumes a quasi-steady temperature field in the elements.

Pulverised coal-fired steam boilers can typically operate at loads varying from 60 to 100% of nominal load. In current energy systems with a high proportion of renewable energy sources, boilers are required to operate at 40%-100% of their rated load. At low boiler loads, around 40%, there are difficulties with the stability of the coal dust combustion process and with achieving the design reheated steam temperature. However, the main problem in boilers operating at low loads is excessive NOx (nitrogen oxide) emissions. Ways to reduce NOx emissions when boilers operate near their allowable load are the subject of many recent articles.

The flexible operation of boilers under cyclic loading conditions must be monitored to prevent premature reduction in service life, particularly the residual life of their pressure components. The permissible temperature change rates during heating and cooling of pressure components should be monitored to prevent thermal fatigue damage. The following subsection discusses the European standard EN 12952-3, which can be used to determine the permissible heating and cooling rates for thick-walled boiler components, including those weakened by openings.

3. European Standard EN 12952-3 for determining allowable heating and cooling rates of pressure components

The cylindrical pressure element-spigot junction is a critical node due to the concentration of thermal and pressure stresses. Radial cracks at the hole edges appear earliest due to low-cycle thermal fatigue. It should be added here that all pressure components have inlet and outlet connections. Particularly, high thermal stresses arise in components with large wall thicknesses. Thick-walled elements with openings are critical pressure elements that limit the pressure element's permissible heating or cooling rates. For this reason, the pressure vessel-connector junction was chosen as the critical junction for which optimum fluid temperature changes during cooling are determined.

During the operation of power units, for example during start-up, shutdown, and load changes, significant temperature differences occur across the wall thickness of the pressure component. Significant temperature differences across the wall thickness of boiler pressure components result in high thermal stresses. The allowable heating and cooling rates for the critical elements must be determined so that they do not exceed the permissible stresses.

The heating and cooling processes for thick-walled boiler pressure components should be carried out without reducing their residual life. This condition means that the total circumferential stress. $\sigma_{\varphi,Pi}$ at the hole edge (points P_1 and P_2 in Fig. 1), which is the sum of the circumferential stress due to pressure and the circumferential thermal stress, does not exceed the permissible stress

$$\sigma_{\varphi,P_i} \leq \sigma_{al}, \quad i = 1,2 \tag{1}$$

The highest-pressure stress concentration occurs at the hole edge at point P_1. In contrast, the highest thermal stress concentration factor occurs at point P_2 (Fig. 1). The permissible heating or cooling rates for boiler pressure parts are determined in European standard EN12952-3 [8] based on not exceeding the circumferential permissible stress at point P_1. The choice of point P_1 as the most stressed point in the entire pressure component is due to the high circumferential stress induced by the pressure at point P_1 during steady-state boiler operation. At steady state, the thermal stresses are zero.

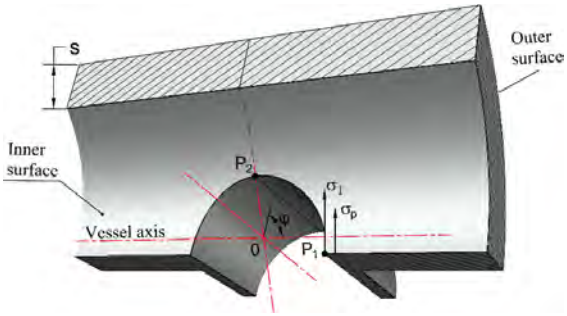


Figure 1. Points *P1* and *P2* on the edge of the hole.

The total circumferential stress at point P_1 due to pressure and thermal loading is negative (compressive) during heating. During cooling, the circumferential stresses at point P_1 are positive (tensile), as the stresses due to pressure and thermal stresses are tensile. With many boiler start-ups and shutdowns, thermal fatigue occurs as the stresses change from compressive to tensile during the heating-cooling cycle. Operational experience shows that in cylindrical pressure elements, radial cracks appear in the element wall near the P_1 point after a large number of start-up and shutdown cycles. The permissible difference between the maximum and minimum circumferential stress at point P_1 is determined from the Wöhler diagram [8] for a given number of start-up and shutdown cycles. Knowing the permissible stress difference per cycle, the permissible start-up stress (negative, compressive), and the permissible shutdown stress (positive, tensile) are then determined [8].

The total circumferential stress at point P_1 is the sum of the circumferential stress caused by pressure and thermal stress due to temperature differences in the element wall (Fig. 1)

$$\sigma_{\varphi,P_1} = \alpha_m^{'}\sigma_{p\,\varphi}^{'} + \alpha_T\sigma_{T\varphi} \tag{2}$$

If there is no hole in the pressure element, the stress concentration factors are $\alpha_m^{'} = 1$ and $\alpha_T = 1$. The circumferential stress on the inner surface of a cylindrical vessel without holes caused by gauge pressure (p-p_a) is given by the so-called boiler formula [8]

$$\sigma_{p\varphi}^{'} = \frac{(p-p_a)d_{ms}}{2s} \tag{3}$$

The following designations are used in Eq. (3):p_a –atmospheric pressure, Pa; $(p - p_a)$ – gauge pressure, Pa; $d_{ms} = (d_{in} + d_{out})/2$ mean diameter, m; $s = (d_{out} - d_{in})/2$– wall thickness, m. The stress concentration factor $\alpha_m^{'}$ for the stress due to pressure appearing in Eq. (2) is calculated from the formula

$$\alpha_m^{'} = \frac{\sigma_{p\varphi,P_1}}{\sigma_{p\varphi}^{'}} \tag{4}$$

The thermal stress concentration factor α_T is calculated from the formula

$$\alpha_T = \frac{\sigma_{T\varphi,P_1}}{\sigma_{T\varphi}} \tag{5}$$

where the thermal stress $\sigma_{T\varphi}$ is given by

$$\sigma_{T\varphi} = \frac{E\beta}{1-\nu}[T_m(t) - T(r,t)] \tag{6}$$

The mean temperature $T_m(t)$ The wall thickness of the pressure element is calculated as follows

$$T_m(t) = \frac{2}{r_{out}^2 - r_{in}^2}\int_{r_{in}}^{r_{out}} rTdr \tag{7}$$

Values for the circumferential stress concentration factor α_m from the pressure at point P_1 can be taken from EN 12952-3 [8] for a limited number of pressure vessel-spigot connection types. The stress concentration factor $\alpha_m$can be determined more accurately using the finite element method (FEM). The actual geometry of the pressure vessel-connector junction can then be considered. Rounded hole edges or the type of welds can easily be considered.

The circumferential thermal stress on the inner surface of the pressure component, which is not weakened by holes, is determined in EN 12952-3, assuming a quasi-steady temperature distribution. The quasi-steady state forms in the pressure vessel for the Fourier number $Fo^* = \kappa t^*/s^2$ greater than or equal to one. The time after which the quasi-steady state is established is determined from the following condition

$$t^* \geq Fo^* \frac{s^2}{\kappa} \tag{8}$$

where $Fo^* = 1$. The symbol κ means thermal diffusivity.

The quasi-steady state circumferential thermal stress on the inner component's surface is given by

$$\sigma_T = \gamma \frac{\beta_T E}{1-\nu}\frac{v_T s^2}{\kappa} \tag{9}$$

The so-called shape factor γ appearing in Eq. (9) is

$$\gamma = \frac{(u^2-1)(3u^2-1)-4u^4 \ln u}{8(u^2-1)(u-1)^2} \tag{10}$$

where the symbol $u = r_{out}/r_{in}$ is the outer-to-inner radius ratio.

The allowable heating or cooling rates of the pressure element without openings, due to the total circumferential stress at point P_1 on the inner surface, are determined by the following condition

$$\sigma_{\varphi,P_1} \leq \sigma_{al} \tag{11}$$

Substituting Eq. (3) and Eq. (9) into Eq. (11) gives

$$\frac{(p-p_a)d_{ms}}{2s} + \gamma \frac{\beta_T E}{1-\nu} \frac{v_T s^2}{\kappa} = \sigma_{al} \tag{12}$$

After transforming Eq. (12), an expression for calculating the allowable heating rate of an element is obtained

$$v_T = \frac{(1-\nu)\kappa}{\gamma \beta_T E s^2} \left[\sigma_{al} - \frac{(p-p_a)d_{ms}}{2s} \right] \tag{13}$$

The heating or cooling rate of the component should be less than or equal to the absolute value of v_T, determined using Eq. (1) for elements with openings or Eq. (13) for elements not weakened by holes. Analysis of Eq. (13) shows that the allowable heating rate of the component is a linear function of the gauge pressure (p-p_a).

First, the rate of temperature change v_{T1} for pressure p_1 at the beginning of the heating process and the rate v_{T2} at the end of the heating process forp_2 (Fig.2) are determined using Eq. (1).

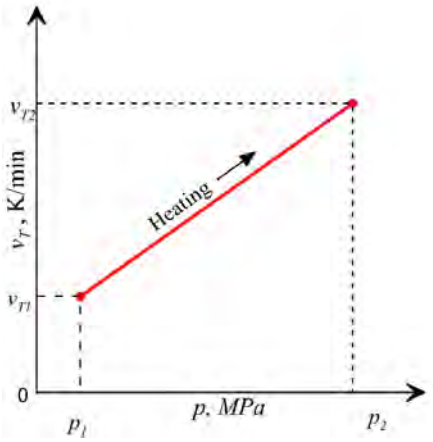


Figure 2. Permissible heating rate for the pressure component as a function of pressure

Then, the temperature change rate $v_T = dT_f/dt$ for any pressure p is calculated by linear interpolation of the heating rate between the values of v_{T1} and v_{T2}

$$\frac{dT_f}{dt} = v_{T1} + \frac{p-p_1}{p_2-p_1}(v_{T2} - v_{T1}), \quad p_1 \leq p \leq p_2 \tag{14}$$

An initial condition is necessary to solve equation (14)

$$T_f\big|_{t=0} = T_{f,0} \tag{15}$$

The symbol $T_{f,0}$ In Eq. (15), stands for the initial fluid temperature.

For boiler drum and other evaporator components operating in the fluid region with saturation temperature, the temperature T_f is a function of pressure *p*. For components operating in the superheated steam region, i.e., when the steam temperature is above the saturation temperature at a given pressure, the steam temperature T_f and pressure *p* can vary independently. Equation (14) can be solved by the explicit Euler method, the fourth-order Runge-Kutta method, or one of the many other methods available in the literature on numerical methods.

The time variations of pressure $p(t)$ and fluid temperature $T_f(t)$ determined for boiler start-up are called start-up curves. The allowable rate of temperature changes in the pressure component is inversely proportional to the square of the wall thickness. Using Eqs (1) or (13), the permissible cooling rates v_{T1} andv_{T2} are determined for pressures p_1 and p_2 respectively (Fig.3).

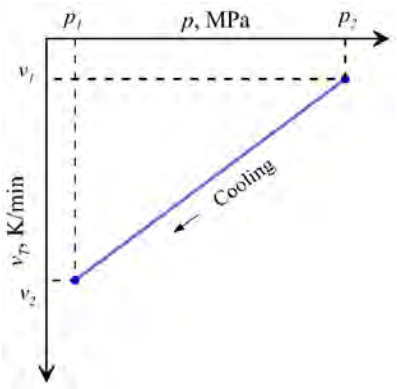


Figure 3. Permissible cooling rate for the pressure component as a function of pressure.

The initial temperature at the beginning of cooling equals the saturation temperature of water at the pressure. p_2, i.e., $T_{f,0} = T'(p_2)$. Equation (14) was solved using the Runge-Kutta method of the fourth order. The absolute saturation pressure*p*, expressed in bar, was approximated as a function of water temperature T_f in °C by the following expression using the method of least squares

$$p = A + B\left(\frac{T_f}{20}\right)^C,\ bar \quad 90°C \le T_f \le 365°C \tag{16}$$

where $A = 0.302310, \quad B = 8.344550 \times 10^{-4}, \quad C = 4.260781.$

After substituting Eq. (16) into Eq. (14), one obtains

$$\frac{dT_f}{dt} = v_{T1} + \frac{\left[A+B(T_f/20)^C\right]-p_1}{p_2-p_1}(v_{T2} - v_{T1}) \tag{17}$$

Separating the variables in Eq. (14) results in

$$\left\{v_{T1} + \frac{\left[A+B(T_f/20)^C\right]-p_1}{p_2-p_1}(v_{T2} - v_{T1})\right\} dT_f = dt \tag{18}$$

Two-sided integrating of Eq. (18) yields

$$\int_{T_{f,0}}^{T_f(t)} \left\{ v_{T1} + \frac{\left[A+B\left(T_f/20\right)^C\right]-p_1}{p_2-p_1}\left(v_{T2}-v_{T1}\right) \right\} dT_f = t \tag{19}$$

The cooling time t of the pressure element from the initial temperature $T_{f,0}$ to the set temperature T_f (t) was determined from Eq. (19) using the trapezoid method.

The temperature T_f was also determined by solving the differential equation (14) with the initial condition (15) using the Runge-Kutta-Gill method [24]. The same results were obtained as with the trapezoid method. The time variations of pressure and fluid temperature $T_f(t)$ determined for boiler start-up are called start-up curves. The following sub-section presents the characteristics of a steam boiler with a mass flow rate of 350×10^3 kg/h, for which the permissible rates of change in fluid temperature during the heating and cooling of selected pressure components will be determined. In addition, the permissible time variations in the working fluid's temperature and pressure in the boiler drum will be determined.

3.1. Characteristics of a steam boiler with a capacity of 350 Mg/h

Steam boiler OP 350 (Figure 1) is designed to work in a district heating block with an extraction-condensing turbine driving a generator with electric power 90 -100 MW. The maximum thermal output of the boiler, calculated in heat supplied with fuel, does not exceed 300 MWth. The boiler is equipped with a pulverised hard coal combustion system with a calorific value of 19,500–24,000 kJ/kg. The starting fuel is high-methane natural gas.

The boiler was designed with a two-pass flue gas flow system. The first flue gas pass is a combustion chamber with a nearly square cross-section, formed by the evaporator's membrane walls. The second pass of the boiler is constructed from membrane walls forming the first stage of the steam superheater and a sheet metal channel within the water heater. Inside the convection pass, there is a bundle of the first-stage steam superheater and the second-stage water heater. The ECO bundle has a bypass with the flue gas duct. The second pass ended with an ash hopper.

The boiler evaporator consists of a combustion chamber, drum, downcomers, and evaporator connecting pipes. It is a drum boiler with natural circulation of working medium. The evaporator circulating system consists of a boiler drum with an internal diameter of 1600 mm, four downcomers with an outer diameter of 406.4 mm, connection and return pipes. The membrane waterwalls are made of 57 mm-diameter tubes arranged with an 80 mm pitch, forming the ascending part of the evaporator. The boiler drum is equipped with a two-stage separation system. At the bottom and top of the evaporator, waterwall tubes are introduced into the headers with a diameter of dout = 273 mm.

The evaporator pressure section is made of 16Mo3 steel, except for the pressure drum, which is made of 15NiCuMoNb5-6-4 steel. The second stage of the live steam superheater and the second stage of the reheated steam are situated in the upper part of the combustion chamber. Both superheaters are platens, and on the front wall in this area, the first stage of the reheated-steam superheater is installed. Four jet burners in a tangential arrangement were designed for coal combustion. The burners are located on the side walls near the corners of the combustion chamber. Four kindling burners are also placed on the side walls, two on each wall.

The membrane waterwalls are coated with a protective layer on the inside of the combustion chamber, covering an area of about 280 m2, to limit the effects of low-oxygen corrosion in the burner zone up to the first level of SOFA (Separated Overfire Air) nozzles. The combustion chamber is equipped with measuring stubs and sight glasses for flame observation.
The basic technical data of the boiler is provided in Table 1.

Table 1. Selected technical parameters of OP-350 steam boiler

Parameter	**Value**	**Unit**
Rated steam output	350	Mg/h
The temperature of live steam at the boiler outlet	560	°C
The pressure of live steam at the boiler outlet	14	MPa
The final temperature of the reheated steam	560	°C
The pressure of the reheated steam	3.076	MPa
The mass flow rate of the reheated steam	264.4	Mg/h
Gross efficiency of the boiler	≥ 92.5	%
Range of boiler load variations with a design temperature of live steam at the boiler outlet	210-350	Mg/h
The minimum load for a boiler fired only with pulverised coal	140	Mg/h

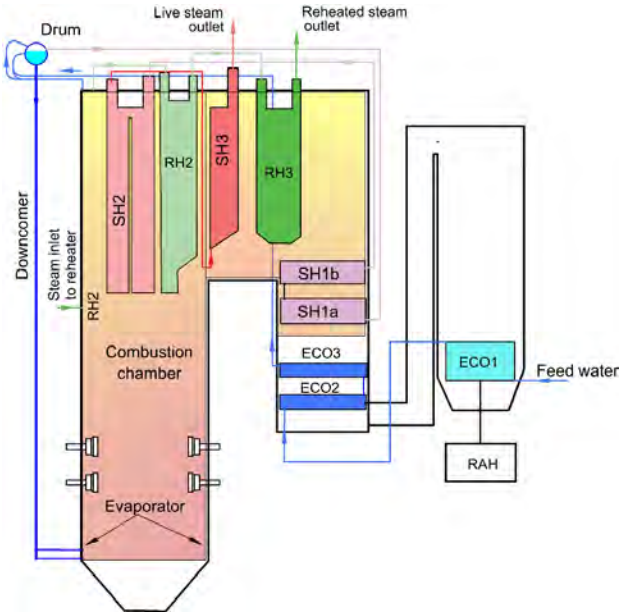


Figure 4. Natural circulation steam boiler OP-350 with a steam capacity of 350 Mg/h fired with pulverized coal; ECO1, ECO2, and ECO3 – the first, second, and third stage boiler water heater, SH1.1, and SH1.2 – the first and second part of the first stage of the live steam superheater, SH2 and SH3 – the second and third stage of the live steam superheater, RH1, RH2, and RH3 - the first, second, and third stage of the steam reheater, RAH – rotary air heater, SIA1 - attemperator before the second stage superheater, SIA2 - attemperator before the third stage superheater, SIA3 - attemperator before the second stage reheater, SIA4 - attemperator before the third stage reheater, numbered components are listed in Table 2.

The boiler pressure components numbered in Figure 1 are briefly characterised in Table 2.

The allowable heating rates and time variations of fluid temperature and pressure for all elements listed in Table 2 were determined. The critical pressure element with the longest heating time was selected from all analysed elements. Calculations were performed for boiler start-up from a cold state.

The results of calculations for the permissible heating and cooling rates of selected pressure components of the OP-350 boiler, including the boiler drum, will be presented. The cooling and heating curves for the boiler drum will also be determined.

3.2. Determining allowable heating rates and start-up curves for pressure elements of OP-350 steam boiler using the European norm EN 12952-3

The pressure elements for which the permissible heating rates were determined, as well as the start-up curves, i.e., the fluid temperature and pressure time variations, are shown in Table 2.

Table 2. The pressure elements for which the permissible heating rates were determined, as well as the start-up curves.

No.	Pressure component	Material	Outer diameter. mm	Wall thickness. mm
1	Drum	15NiCuMoNb5-6-4	1770	85
2	Water heater inlet header ECO1	16Mo3	219.1	22.2
3	Water heater outlet header ECO1	16Mo3	219.1	25
4	Water heater inlet header ECO2	16Mo3	219.1	25
5	Inlet header superheater live steam SH2	13CrMo4-5	273.32	32
6	Live steam superheater intermediate header SH2	13CrMo4-5	273	32
7	Outlet header superheater live steam SH2	13CrMo4-5	323.9	32
8	Live steam superheater inlet header SH3	10CrMo9-10	323.9	50
9	Outlet header superheater live steam SH3	X10CrMoVNb9-1	355.6	45
10	Inlet header secondary stage reheater RH2	16Mo3	406.4	20
11	Outlet header of second stage reheater RH2	10CrMo9-10	406.4	36
12	Inlet header secondary steam superheater RH3	13CrMo4-5	406.4	36
13	Outlet header secondary steam superheater RH3	10CrMo9-10	406.4	45

The thickest element is the drum, with a wall thickness of 85 mm. The other pressure elements are thinner. The live-steam superheater inlet header, SH3, has a wall thickness of 50 mm.

All pressure components are made of ferritic low-alloy steels, except the outlet header of the final-stage live-steam superheater, which is made of ferritic-martensitic steel X10CrMoVNb9-1 (Table 3).

Table 3. Chemical composition of steels from which pressure elements of the OP-350 boiler are made.

Steel grade		C	Si	Mn	P max	S max	Cr	Mo	Ni	Al max	Cu	Nb	V	Others
Steel name	Steel number													
15NiCuMoNb5-6-4	1.6368	≤0.17	0.25 ÷ 0.50	0.8 ÷ 1.20	0.025	0.020	≤0.3	0.25 ÷ 0.50	1.00 ÷ 1.30	≤0.05	0.50 ÷ 0.80	0.015 ÷ 0.045	-	
16Mo3	1.5415	0.12 ÷ 0.20	0.35	0.40 ÷ 0.90	0.025	0.020	≤0.3	0.25 ÷ 0.35	≤0.3	≤0.4	≤0.3	-	-	
X10CrMoVNb9-1	1.4903	0.08 ÷ 0.12	0.20 ÷ 0.50	0.30 ÷ 0.60	0.02	0.010	8.00 ÷ 10.00	0.85 ÷ 1.05	≤0.4	≤0.4	≤0.3	0.06 ÷ 0.10	0.18 ÷ 0.25	N=0.030 ÷ 0.070
10CrMo9-10	1.7380	0.08 ÷ 0.14	≤0.05	0.30 ÷ 0.70	0.025	0.020	2.00 ÷ 2.50	0.90 ÷ 1.10	≤0.3	≤0.4	≤0.3	-	-	
13CrMo4-5	1.7335	0.10 ÷ 0.17	≤0.35	0.40 ÷ 0.70	0.025	0.020	0.70 ÷ 1.15	0.40 ÷ 0.60	≤0.3	≤0.4	≤0.3	-	-	

The outlet header of the SH3 live steam superheater is made of ferritic-martensitic steel with a chromium content of 8-10%, due to the highest steam temperature in the entire boiler, 560 °C. Other pressure parts are made of low-alloy ferritic steels with a chromium content not exceeding 2,5%. Inspection of the physical properties of the steels reveals that the low-alloy ferritic steels have a higher thermal conductivity, about 1.4 times that of the ferritic-martensitic steel X10CrMoVNb9-1. The coefficient of linear thermal expansion for X10CrMoVNb9-1 steel, on the other hand, is about 1.15 times smaller than the coefficient of linear thermal expansion for the other ferritic steels. A high thermal conductivity value is advantageous because, at the same rate of temperature change, the temperature drop across the wall thickness is lower, and the resulting thermal stresses are lower. A low value of the coefficient β for temperature expansion is advantageous because the thermal stresses in the pressure element are proportional to β.

Of the thirteen pressure elements shown in Table 2, the one critical element with the longest heating time will be selected. This is the element that determines the duration of the boiler start-up. Allowable heating rates were calculated for a cold start-up. Permissible heating rates for selected thick-walled elements of the OP-350 boiler are shown in Table 4

Table 4. Permissible heating rates of pressure components for cold start-up

No.	Pressure component	Heating rate	
		v_{T1}, K/min	v_{T2}, K/min
1	Drum Ø1770x85, Stub 1	2.28	13.34
2	Water heater inlet header ECO1	130.51	207.69
3	Water heater outlet header ECO1	127.97	190.04
4	Water heater inlet header ECO2	128.07	190.05
5	Inlet header of live steam superheater SH2	23.69	57.34
6	Intermediate header of live steam superheater SH2	28.14	61.53
7	Outlet header of live steam superheater SH2	27.44	68.11
8	Inlet header of live steam superheater SH3	9.90	17.51
9	Outlet header of live steam superheater SH3	11.73	25.17
10	Inlet header secondary stage reheater RH2	71.28	116.89
11	Outlet header of second stage reheater RH2	23.78	30.37
12	Inlet header of secondary steam superheater RH3	24.33	30.48
13	Outlet header of secondary steam superheater RH3	14.89	17.76

The allowable heating rates v_{T1}, v_{T2} were determined assuming that the components should operate safely for 2000 starts from the cold state.

The lowest permissible heating rates at the start-up v_{T1}= 2.28 K/min and at the end of the start-up v_{T2}=13.24 K/min were obtained for the drum due to its largest wall thickness among all analysed elements of the boiler (Table 2).

The next pressure elements with low allowable rates of temperature change, v_{T1} *and* v_{T2}, *are* the inlet and outlet headers of the final stage of the steam superheater SH3.

The following values of allowable heating rates were obtained: v_{T1} = 9.90 K/min and v_{T2} = 17.51 K/min for the inlet header, and v_{T1} = 11.73 K/min and v_{T2} = 25.17 K/min for the outlet header. Despite the much lower operating temperature of the inlet header, the allowable heating rate for this chamber is lower than that for the outlet header, which operates at a much higher temperature. This is due to the use of low-alloy ferritic steel 10CrMo9-10 for the inlet header, with a wall thickness of 50 mm. The outlet header wall thickness is 45 mm, as it is made of the better ferritic-martensitic steel X10CrMoVNb9-1. Due to the thinner wall thickness, the allowable heating rates for the outlet header are higher than those for the inlet header of SH3.

The variation of temperature and fluid pressure during the heating of the boiler drum is shown in Figure 5.

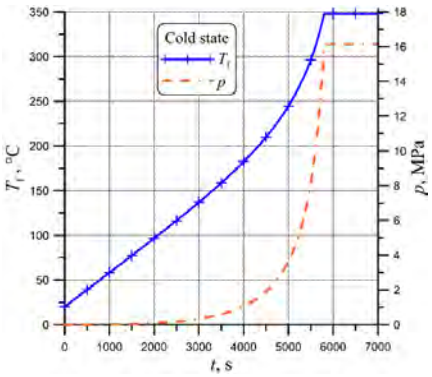


Figure 5. Variations in temperature and pressure of the fluid for the cold start-up as a function of time

The drum heating time to the rated temperature is about 5800 s.

3.3. Determination of optimum time variation of temperature and pressure of the medium when cooling the boiler drum using the European norm EN 12952-3

Calculations were also carried out for the cooling of the boiler drum in accordance with the European standard EN 12952-3[8]. The following values for the allowable rates at the start and end of the drum cooling were obtained: $v_{T1} = -6.188\ \mathrm{K/min}$ and $v_{T2} = -18.138\ \mathrm{K/min}$. The time variations in the fluid's pressure and temperature during drum cooling are depicted in Fig. 6.

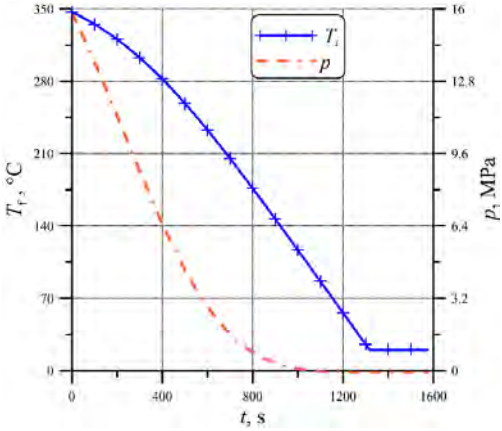


Figure 6. The time variations of fluid temperature and pressure.

The temperature distributions across the drum wall thickness at nine selected time points are illustrated in Fig.7.

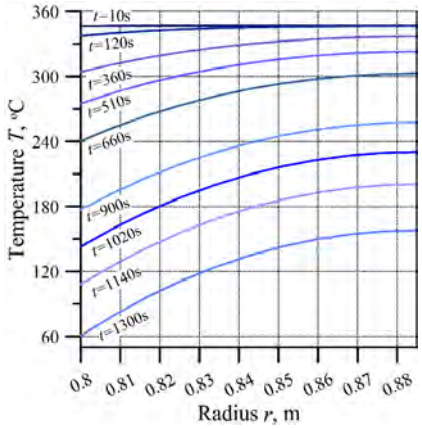


Figure 7. Temperature distribution over the component wall thickness at selected time points.

As the fluid pressure in the drum decreases, the allowable temperature difference across the drum thickness increases, as the circumferential stress at the hole edge from the pressure decreases and the thermal stress increases. The allowable stress and the variation of the circumferential stresses, due to pressure and thermal load, at the point P_1 lying on the hole edge (Fig.1) are shown in Fig.8.

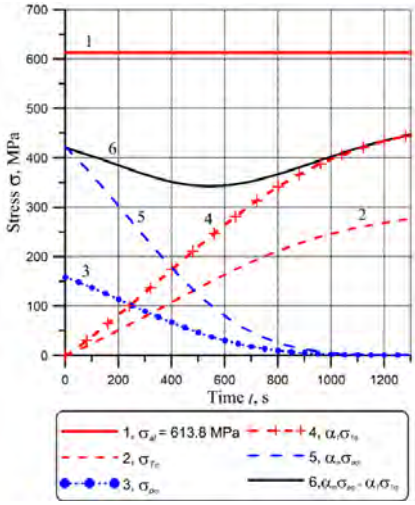


Figure 8. Time variation of circumferential thermal and pressure stresses at point P_1, 1- allowable stress, 2-circumferential thermal stress at the inner drum surface, 3- circumferential pressure stress at the inner drum surface, 4 - circumferential thermal stress on the hole edge at point P_1, 5 - circumferential pressure stress on the hole edge at point P_1, 6 – sum of circumferential thermal and pressure stresses on the hole edge at point P_1.

It can be seen that the sum of the circumferential stresses at point P_1, due to the pressure and temperature differences across the wall thickness, is significantly less than the allowable stress $\sigma_{al} = 613.84$ MPa. To compare the total stresses at point P_1 due to pressure and thermal loading, the time histories of these stresses were calculated for time variations in the fluid pressure and temperature, determined using European standard EN 12952-3[8] and by the method proposed in section 4 of this chapter (Fig. 9).

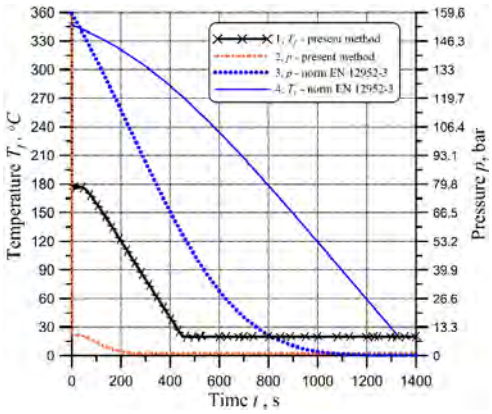


Figure 9. Comparison of the optimum time variations of fluid temperature and pressure calculated by the presented method with time variations of fluid temperature and pressure calculated by EN 12952-3 method, 1- fluid temperature calculated by the presented method, 2- fluid pressure calculated by the presented method, 3 - fluid temperature calculated by the EN 12952-3 method, 4 - fluid pressure calculated by the EN 12952-3 method.

Eq. (2) was used to calculate the total circumferential stresses at the hole edge at point P_1 if EN 12952-3 [8] was used to determine the permissible fluid temperature changes.

The end time of the cooling process, calculated using the method presented in section 4 of this chapter, is t = 450.7 s, whereas the cooling time calculated according to EN 12952-3[8] is much longer at t = 1324 s. The EN 12952-3 standard yields very conservative results, as the drum cooling time calculated with it is 2.94 times longer than that obtained with the method presented in section 4.

4. Optimum cooling and heating of thick-walled components of steam boilers

Determining the optimal heating or cooling times for thick-walled pressure elements enables a steam boiler to reduce start-up and shutdown times. A new method has been developed in [24] to determine the optimum fluid temperature change to shorten the steam boiler start-up and shutdown. It is assumed that the water or water steam is at saturation temperature. The fluid temperature variation over time is designated so that the total circumferential stress at the hole edge does not exceed the allowable stress. The total stress at the hole edge, where it is concentrated, consists of thermal and pressure stress. The example of the optimum cooling of the steam boiler drum illustrated the method used. A three-dimensional finite element method (FEM) analysis was performed to determine the transient temperature and stress distributions at the drum-downcomer connection. It was shown that the total circumferential stress due to pressure and thermal loading at the hole edge did not exceed the allowable stress when optimal fluid temperature changes were used.

4.1. Optimising the cooling of thick-walled cylindrical vessels with holes

Determination of the optimum temporal variation of fluid temperature during the cooling of a pressurised component. Pressure cylindrical elements without holes and cylindrical elements weakened by holes will be analysed. In contrast to EN 12952-3 [8], there will be no assumption that the temperature distribution in the wall of the pressure component is quasi-steady during optimum cooling. The allowable stresses are determined from the Wöhler fatigue diagram for the component's heating-cooling cycles [25]. The total circumferential stress at point P_1 was calculated using as follows

$$\sigma_{\varphi,P_1} = \alpha_m \sigma_{p\varphi} + \alpha_T \sigma_{T\varphi} = \alpha_m \frac{1+k^2}{1-k^2}(p - p_a) + \phi_m (T_m - T_{in}) \tag{20}$$

The circumferential stress component due to pressure in the cylindrical vessel wall, as given in Eq. (20), was calculated using the Lamé solution [26]. The symbol $\alpha_m$in Eq. (21) denotes the concentration factor of circumferential stress due to pressure at point P_1. The α_m is defined as the ratio of the circumferential stress due to pressure at point P_1 to the circumferential stress due to the pressure at the inner surface of the pressure component without holes

$$\alpha_m = \frac{\sigma_{p\varphi,P_1}}{\sigma_{p\varphi}} = \frac{(1-k^2)\sigma_{p\varphi,P_1}}{(1+k^2)(p-p_a)} \tag{21}$$

The material constant $\phi_m$is defined as

$$\phi_m = \frac{E\beta}{1-\nu} \tag{22}$$

where: E - Young's modulus of elasticity, MPa; β - linear thermal expansion coefficient, 1/K; ν - Poisson's ratio.

The optimum time variation of the fluid temperature was determined from the condition given by Eq. (1) for *i*=1, i.e. due to the total circumferential stresses at point P_1. The total circumferential stress at the edge of the hole, appearing in condition (1), is given by Eq. (20). The heat conduction equation, initial condition and boundary conditions define the transient temperature field in the cylindrical element wall. The heat conduction equation is of the following form

$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r_{out}^2}\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left[\lambda(T)R\frac{\partial T}{\partial R}\right] \qquad R_{in} \le R \le 1 \tag{23}$$

The symbol$R$ designates the dimensionless radius, given by $R = r/r_{out}$.

The initial temperature in the cylinder wall is assumed to be constant at T_0, i.e. the initial condition is of the form

$$T(R,t)|t = 0 = T_0 \qquad R_{in} \le R \le 1 \tag{24}$$

The outer surface of the cylindrical element is thermally insulated, as expressed by the following boundary condition.

$$\left[\frac{\lambda(T)}{r_{out}}\frac{\partial T}{\partial R}\right]\Big|_{R=1} = 0 \tag{25}$$

The heat conduction equation (23), subject to the initial condition (24), and the boundary condition on the inner surface given by Eq. (1), considering Eq. (20), and the boundary condition on the outer surface, defined by Eq. (25), was solved using the finite volume method (FVM) [27].

Using the FVM, the system of nonlinear ordinary differential equations is obtained and solved using the fourth-order Runge-Kutta method.

The temperature at the inner surface, $T_{in} = T_1$, is determined from the boundary condition (11). in which the total circumferential stress at the point P_1 is given by Eq. (18). The average temperature T_m at the element wall thickness is given by the following expression

$$T_m(t) = \frac{2}{1-k^2}\int_k^1 R\ T(R,t)\,dR \qquad i = 1, \dots N \tag{26}$$

By determining the integral in Eq. (26) using the trapezoidal method, the average wall temperature is given by the expression

$$T_m(t) = \frac{2}{1-k^2}\sum_{i=2}^{N}\frac{(R_{i-1}T_{i-1}+R_iT_i)}{2}\Delta R = \frac{2\Delta R}{1-k^2}\left[\frac{R_1T_1+R_2T_2}{2} + \sum_{i=3}^{N}\frac{R_{i-1}T_{i-1}+R_iT_i}{2}\right] \tag{27}$$

The dimensionless radius $R_i = r_i/r_{out}$ is given by the following relations

$$R_i = R_{in} + (i-1)\Delta R \qquad \Delta R = \frac{\Delta r}{r_{out}} = \frac{1-R_{in}}{N-1} \qquad i = 1, \dots N \tag{28}$$

Considering Eq. (27) and (28) in the boundary condition (20), the following algebraic equation for determining temperature T_1 is obtained

$$\alpha_m\frac{1+k^2}{1-k^2}(p-p_a) + \phi_m\left[\frac{2\Delta R}{1-k^2}\left(\frac{R_1T_1+R_2T_2}{2} + \sum_{i=3}^{N}\frac{R_{i-1}T_{i-1}+R_iT_i}{2}\right) - T_1\right] = \sigma_{al} \tag{29}$$

The absolute pressure *p* of the fluid at saturation temperature is given by Eq. (17). The temperature T_f of the fluid inside the pressure element is determined by following a boundary condition of the third kind set at the inner surface of the element

$$\left[\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R}\right]\Big|_{R=k} = hr_{out}\left[T_1 - T_f(t)\right] \tag{30}$$

A second-order differential quotient approximates the derivative on the left side of Eq. (30)

$$\frac{\partial T}{\partial R}\Big|_{R=k} = \frac{(3T_1 - 4T_2 + T_3)}{2\cdot\Delta R} \tag{31}$$

The fluid temperature T_f determined from condition (30), taking into account relation (31), has the form

$$T_f(t) = -\frac{1}{hr_{out}}\left[\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R}\right]\Big|_{R=k} + T(k,t) \cong \frac{\lambda(T_1)}{hr_{out}}\frac{(3T_1 - 4T_2 + T_3)}{2\cdot\Delta R} + T_1 \tag{32}$$

Substituting Eq. (32) into Eq. (16) gives

$$p = A + BT_f = A + B\left[\frac{1}{20}\left(\frac{\lambda(T_1)}{hr_{out}}\frac{(3T_1 - 4T_2 + T_3)}{2\Delta R} + T_1\right)\right]^C \tag{33}$$

Including the expression (33) into equation (29) gives

$$G(k)\left\{A + B\left[\frac{1}{20}\left(\frac{\lambda(T_1)}{hr_{out}}\frac{(3T_1 - 4T_2 + T_3)}{2\Delta R} + T_1\right)\right]^C - p_a\right\} + \alpha_T\phi_m\frac{(0.5k\Delta R - H)T_1 + 0.5R_2\Delta RT_2 + S}{H} - \sigma_{al} = 0 \tag{34}$$

where

$$k = \frac{r_{in}}{r_{out}}, \quad G = \alpha_m\frac{1+k^2}{1-k^2}, \quad R = \frac{r}{r_{out}}, \quad \Delta R = \frac{\Delta r}{r_{out}} = \frac{1-k}{N-1}, \quad H = \frac{(1-k^2)}{2},$$

$$S = \sum_{i=3}^{N} 0.5(R_{i-1}T_{i-1} + R_iT_i)\,\Delta R, \quad r_i = r_1 + (i-1)\Delta r,$$

$$R_i = \frac{r_i}{r_{out}} = R_1 + (i-1)\Delta R \quad i = 1,\ldots,N$$

The algebraic nonlinear Eq. (34) was solved at each time step to determine the temperature T_1 at the inner surface of the pressure element. Eq. (34) was solved using the interval search method.

The application of the method presented will be illustrated by an example of optimal cooling of the drum of a 97.22 kg/s natural circulation steam boiler (Fig. 4).

The drum-downcomer connection is a critical junction throughout the boiler due to the high thermal and pressure stresses at the edge of the downcomer opening.

For this reason, the boiler drum is a critical component, as it determines the duration of boiler start-up and shutdown. Operators of thermal steam blocks with naturally circulating boilers must ensure that the drum is neither heated up nor cooled down too quickly, thereby maximising the drum's remaining life. The heavy weight of the boiler drum and its location tens of metres above the floor level where the feed water pumps are located makes it difficult to replace the boiler drum. The pressure vessel, the drum, is manufactured from 15NiCuMoNb5-6-4 (1.6368) ferritic steel.

The chemical composition of this steel is C < 0.17%; Ni 1-1.3%; Mn 0.8-1.2%; Cr < 0.3%; Mo 0.25-0.5%; Si 0.25-0.5%; P < 0.025%; S < 0.02%; Nb 0.015-0.045%; Al < 0.05%; Cu 0.5- 0.8%; N<0.02%. The composition analysis shows that the alloying content of the steel is low. Indeed, steel contains only about one per cent of nickel and manganese, and the other components are less than one per cent.

The material constant $\phi_m$is

$$\phi_m = E\beta/(1-\nu) = 1.9537 \cdot 10^5 \cdot 1.5147 \cdot 10^{-5}/(1-0.2906) = 4.172 \text{ MPa/K}$$

The HTC at the inner surface of the drum was *h* = 3000 W/(m^2·K).

The circumferential stress concentration coefficients at the edge of the hole at point P_1 were calculated using FEM. They are, respectively, for pressure and thermal load-induced stress: $\alpha_m = 2.67$ and $\alpha_T = 1.615$. The allowable stress equal to $\sigma_{al} = 613.84$ MPa was determined using European standard EN 12952-3 [8], assuming *n* = 2000 cold starts.

The optimum fluid temperature changes were determined for the drum cooling process from design temperature $T_0 = 346.85℃$ to ambient temperature $T_a = 20℃$. The absolute pressure at saturation temperature T_0 is $p = 15.9$ MPa. The outside diameter of the drum is d_{out}= 1770 mm, and the wall thickness is *s* = 85 mm. Unheated downcomers with an external diameter of d_{out}= 159 mm, and a wall thickness of *s* = 16 mm are connected to the boiler drum. The water from the drum flows through downcomers to the lower headers of the combustion chamber water walls.

Optimum cooling of a cylindrical pressure element was modelled, with the vessel wall thickness divided into *N* = 11 nodes. The number of finite volumes is also *N* = 11, as the finite volumes adjacent to the inner and outer surfaces of the cylindrical element have a thickness equal to half the thickness of the inner finite volume.

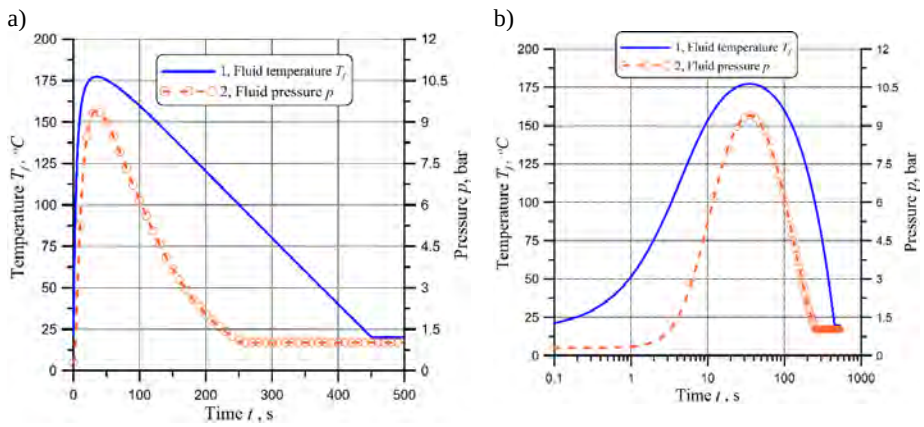


Figure 10. The optimum time variations of fluid temperature and pressure, a) linear time scale, b) logarithmic time scale.

The optimum time variations of fluid temperature and pressure are shown in Fig. 10a. for a linear time scale and in Fig. 10b. for a logarithmic time scale. From the results shown in Fig. 10a and Fig. 10b, it can be seen that the fluid temperature can be safely reduced to 21.11°C after just 0.1 s. The fluid

temperature and pressure changes are also shown on a logarithmic time scale to better illustrate the stepwise reduction in fluid temperature at the start of the cooling process.

The fluid temperature and pressure then rise rapidly. The fluid temperature reaches 177.3°C after a time of 34.5 s. Then, it decreases much more slowly to an ambient temperature of T_a = 20°C. The total time for the fluid temperature to decrease from initial to ambient temperature is 450.7 s.

Fig. 8 illustrates the time variation of the element wall temperature at eleven nodes evenly spaced from each other. It can be seen that, due to the strong temperature step-down at the start of cooling, a large temperature difference across the wall thickness is created, approximately equal to the quasi-steady-state temperature drop across the wall thickness. This results in a significant reduction in the cooling time of the thick-walled component analysed. If the temperature of the fluid were to decrease at a constant rate from the initial temperature, the quasi-steady state would establish itself in the wall of the element after a time $t^* = Fo^* \ (r_{out} - r_{in})^2 (c\rho/\lambda)$where $Fo^* = 1$ [28].If one assumes the material's physical properties $\lambda = 45.02 \ \mathrm{W}/(m \cdot K)$, $c = 538.88 \ \mathrm{J}/(\mathrm{kg} \cdot K)$ and $\rho = 7770.37 \ \mathrm{kg/m^3}$ at average temperature, the time t^* after which a quasi-steady state is formed is $t^* = 672 \ s$. The time variation of the wall temperature of the pressure element at eleven equally spaced points is shown in Fig.7. Fig. 8 illustrates the temperature distributions over the wall thickness at selected time instants.

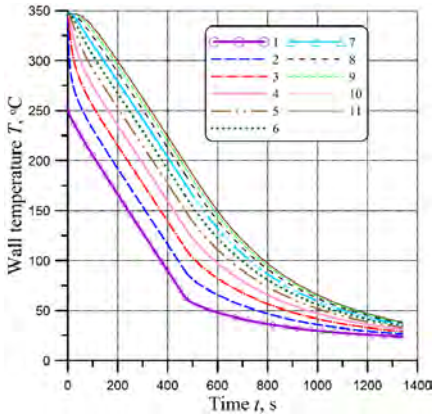


Figure 11. Time variation of wall temperature at eleven nodes evenly distributed over the thickness of the component wall.

Inspection of the results shown in Figs. 7 and 8 indicate that the allowable temperature drop across the wall thickness increases with the pressure drop in the pressure element. At the start of cooling at the 10s time point, the temperature drop across the wall thickness is 103 K, and at the 180s time point, this drop increases to 131.65 K. Just before the fluid temperature reaches 20 °C at t = 420 s, the temperature drop across the wall thickness increases to 137.7 K.

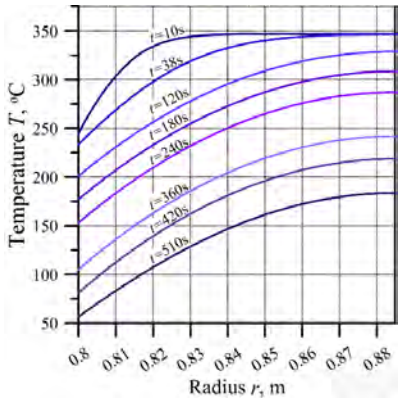


Figure 12. Temperature distribution over the component wall thickness at selected time points

The total circumferential, thermal and pressure-induced stresses were compared with the allowable stress of 613.84 MPa (Fig. 9). For times more significant than 450.7 s, the total stresses rapidly decrease as the fluid temperature is constant at T_f = 20 °C.

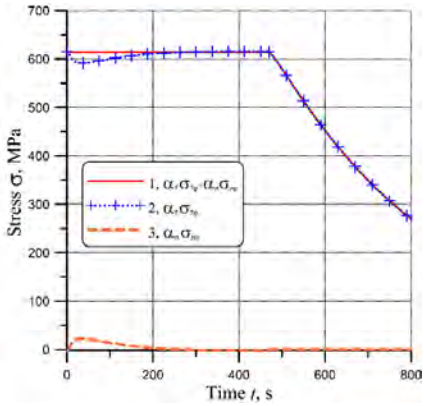


Figure 13. Time variation of circumferential thermal and pressure stresses and comparison of the total circumferential stress at point P_1 with the allowable stress.

From the results shown in Fig. 9, it can be seen that during the component's optimal cooling, the sum of the circumferential stresses from pressure and thermal loads equals the allowable stress. Only after 450.7 s does the total circumferential stress decrease as the fluid temperature remains constant at T_f = 20°C. To verify the validity of the determined time variations in the fluid temperature, the temperature distribution across the wall thickness was computed using the FVM and FEM. When using the FVM, the wall was divided into N = 20 finite volumes (Fig.3). On the outer surface, the element is perfectly thermally insulated, and on the inner surface, a boundary condition of the third kind is prescribed (Eq. (35)). A system of ordinary differential equations was solved using the fourth-order Runge- Kutta method. After determining the temperature distribution, the pressure and thermal stresses at the hole edge were computed using Eq. (21). Third-degree splines approximated the optimal changes in pressure and temperature of the steam. The temperature distribution over the wall thickness was then determined by solving an ordinary differential equations system using

the Runge-Kutta method with a time step of Δt = 0.5 s. When calculating the sum of circumferential thermal and pressure stresses by the FEM, the fluid temperature changes at the start of the cooling process were simplified. It was assumed that the fluid temperature decreases stepwise from the initial value $T_0 = 346.85℃$to the minimum value $T_{f,\,min}$ = 21.11°C occurring at 0.1 s (Fig.6b). Then, the fluid temperature T_f rises to about 177.3 °C after a time of 34.5 s, and then decreases in time. A simplified course of fluid pressure and temperature at the beginning of the cooling process was adopted due to difficulties in realising wall cooling with the changes in fluid temperature and pressure shown in Fig. 6. The fluid temperature decreases rapidly in the FEM analysis from the initial value of 346.85°C to 177.3°C. Then the pressure element is cooling down in an optimum manner. The simplified time variations in fluid pressure and temperature adopted for the FEM calculations are shown in Fig. 14.

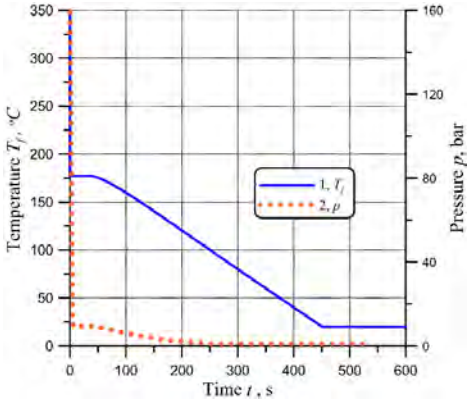


Figure 14. Simplified time variation of fluid pressure and temperature adopted in verification calculations using the FEM method.

Circumferential stress at the hole edge during optimum element cooling was also calculated using Ansys [29]. The three-dimensional distributions of temperature and stresses at the drum-downcomer junction were determined for the time variations in fluid temperature and pressure shown in Fig. 14.

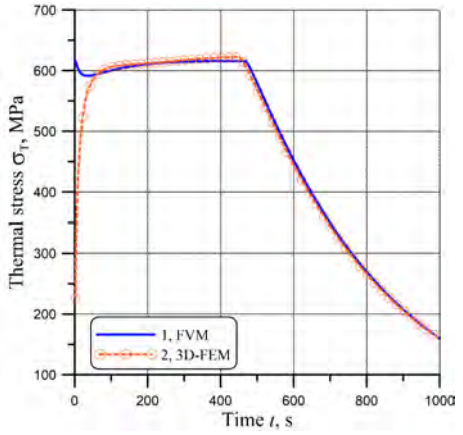


Figure 15. Comparison of the summed circumferential stress at the hole edge at point P_1, calculated by FVM and FEM, for simplified optimal changes in fluid temperature and pressure (Fig. 14).

The heat transfer coefficient on the inner surface of the drum was $h = 3000\ \mathrm{W}/(m^2 \cdot K)$. Larger differences in the total circumferential stress calculated by the FVM and FEM are only found for times less than about 60 s. The stress calculated by FVM is in the range of 0–60 s, closer to the allowable stress, due to the very dense partitioning of the element wall within the finite volume.

The results shown in Fig. 15 confirm the high accuracy of the method for determining the optimal fluid temperature variation proposed in the paper. Despite slightly simplifying the optimum fluid temperature at the cooling start (Fig. 14), the total stress at point P_1 at the hole edge equals the allowable stress, irrespective of the calculation method adopted, i.e. FVM or FEM. Only at the optimum heating start are the summed stresses at P_1 calculated by the FEM less than the allowable stresses.

4.2. Optimisation of the heating of the power boiler drum

The optimal temperature changes of the fluid will be determined for a drum-type natural circulation steam boiler with a mass capacity of 650 Mg/h. A layout of the boiler is shown in Figure 4. The boiler's drum is located above the boiler, outside the fire zone. The radius of the drum's external surface is $r_{in} = 0.8\mathrm{m}$, and the radius of the internal surface is $r_{in} = 0.7\mathrm{m}$. The drum is made of low alloy carbon steel with the following chemical composition: C < 0.16%, Mn > 0.4%, Si < 0.35%, P < 0.05%, S < 0.05%, Al < 0.036%. The thermal conductivity λ and thermal diffusivity κ are determined by the following expressions

$$\lambda = 54.14 - 2.205 \cdot 10^{-3}T - 9.822 \cdot 10^{-5}T^2 + 8.767 \cdot 10^{-8}T^3, \quad \mathrm{W/(mK)} \tag{35}$$

$$\kappa = 1.5 \cdot 10^{-5} - 5.218 \cdot 10^{-9}T - 3.98 \cdot 10^{-11}T^2 + 4.072 \cdot 10^{-14}T^3, \ \mathrm{m^2/s} \tag{36}$$

The functions (35-36) were determined for the carbon steels used in the construction of boiler drums based on data presented in [25]. The thermal conductivity and diffusivity of the drum material as a function of temperature are depicted in Fig. 16. Taking into account that the heating of the element is carried out from the initial temperature $T_0 = 20$ °C to the design temperature $T_d = 344$°C, the average values were calculated with the following formulas

$$\kappa_m = \frac{1}{T_d - T_0}\int_{T_0}^{T_d} \kappa(T)dT = 1.2824 \cdot 10^{-5}\ \frac{\mathrm{m^2}}{\mathrm{s}}, \qquad \lambda_m = \frac{1}{T_d - T_0}\int_{T_0}^{T_d} \lambda(T)dT = 50.57\ \mathrm{W/(mK)}$$

The material constant $\phi_m = E\beta/(1-\nu)$ is equal to $\phi_m = 3.8725$MPa/K. Nominal operating parameters, wich are also the maximum parameters in the cycle, such as pressure and temperature, are pd_{max} MPa and Td_{max}°C. The parameters of the liquid at the beginning of the boiler start-up or the end of its shutdown, i.e., the minimum parameters in the cycle, are as follows: p_{min} MPa and T_{min}°C. Assumed number of cycles: cold start - shutdown is $n = 2000$.

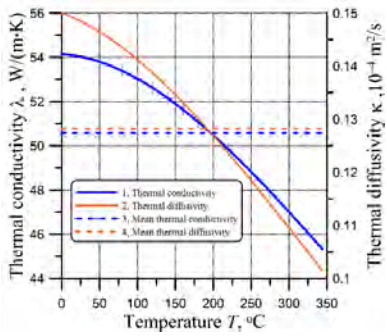


Figure 16. Thermal conductivity and diffusivity of the drum material as a function of temperature; 1 thermal conductivity, 2 thermal diffusivity, 3 mean thermal conductivity over the temperature range $20^oC \leq T \leq 344^oC$ equal to $\lambda_m = 50.57$ W/(m·K), 4 mean thermal diffusivity over the temperature range $20^oC \leq T \leq 344^oC$ equal to $\kappa_m = 1.2824 \cdot 10^{-5}$ m^2/s.

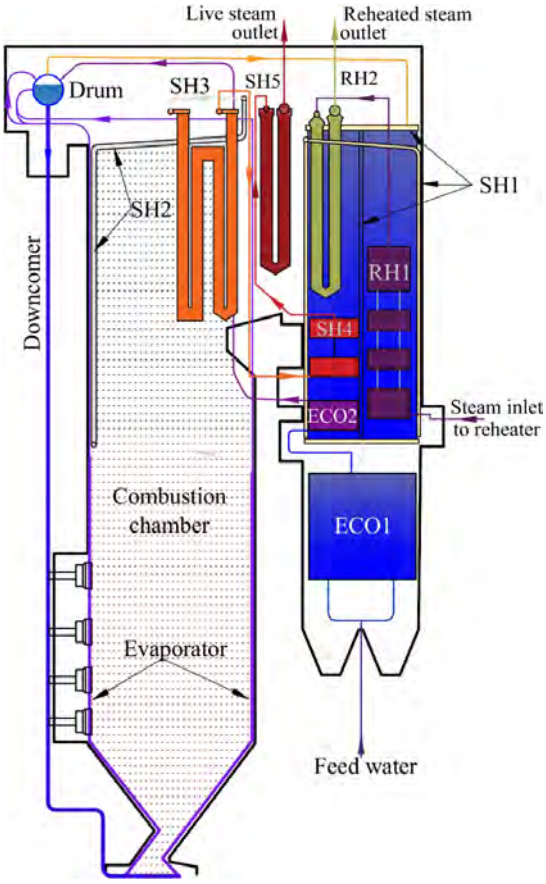


Figure 17. A scheme of a natural circulation steam boiler with a capacity of 650 Mg/h installed in a 200 MW unit.

The mechanical stress concentration factor is $\alpha_m = 3.25$, and the thermal stress concentration factor is $\alpha_T = 2.0$. The heat transfer coefficient on the internal surface of the drum is $h = 5000$ W/(m^2·K). The allowable stress for heating the drum (boiler start-up) is $\sigma_{al} = 86.67$ MPa, as the permissible circumferential stress at a point P_1 on the opening edge is $\sigma_{\varphi,P_1} = \sigma_{min}$ MPa. The allowable stress for cooling down the drum (shutting down the boiler) is $\sigma_{al} = 537.74$ MPa, as the permissible circumferential stress at the point P_1 on the edge of the hole is $\sigma_{\varphi,P_1} = \sigma_{max}$ MPa. The permissible stress values were determined using the European Standard EN 12952-3 [10]. The wall of the cylindrical element was divided into 10 finite volumes along a radius whose thickness was 0.01 m. Optimum changes in the temperature of the medium were also determined when the wall of the cylindrical element was divided into 20 and 30 finite volumes. Almost identical results were obtained to those obtained when the wall was divided into 10 elements. The relative differences in the results obtained with different finite-volume mesh densities did not exceed 0.1 %.

The temperature and pressure variations of the fluid during optimal drum heating are shown in Figure 18. The permissible temperature T_f of water/steam at the beginning of the heating for time $t = 1$s is $T_f = 47.28$°C and drops quickly to $T_f = 38.70$°C for time $t = 28$s and then increases again to the nominal temperature $T_d = 344$°C at time $t = 4023$s (Fig.18). The internal surface temperature of the drum is 31.57°C for $t = 1$s and 33.82°C for $t = 28$s. Initial changes in water temperature are difficult to realise in practice. That is why it is better to fill the drum at the initial temperature of $T_0 = 20$°C with hot water of 38.7 °C and after 28 s perform optimum water/steam temperature increase. The time t_e after which the temperature of water/steam in the drum can be increased as quickly as possible is $t_e = 3915$s. The liquid temperature at this time point is $T_f(t_e) = 290.4$°C.

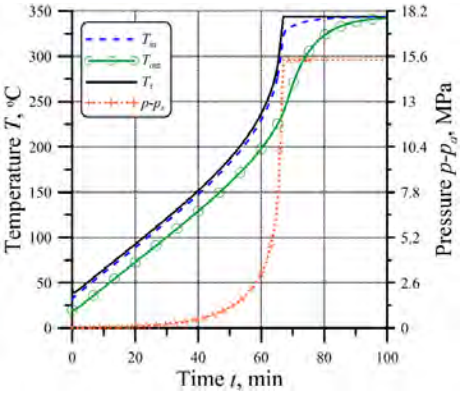


Figure 18. Transient changes in water/steam temperature T_f, internal surface temperature T_{in}, external surface temperature T_{out} , and absolute pressure p in the drum during optimum heating.

It is assumed that the water/steam temperature then changes over time at a rate equal to $v_T = 0.5$ K/s. After the fluid reaches the rated temperature $T_d = 344$°C after 4023 s, further heating is carried out at a constant fluid temperature equal to the rated temperature.

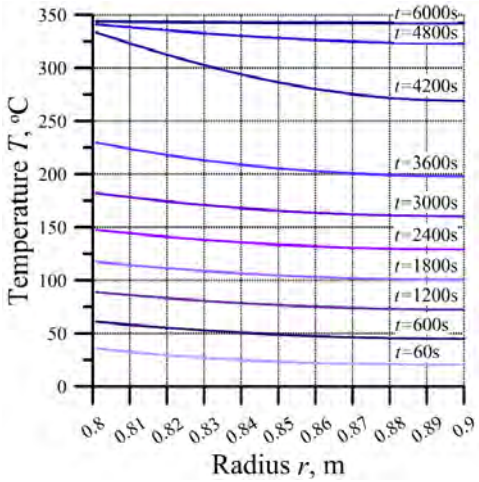


Figure 19. Radial temperature distribution in the drum wall during optimal heating.

The analysis of the results shown in Figure 19 shows that the permissible temperature difference in wall thickness increases with increasing pressure. The temperature difference at the wall thickness is 18.55 K for time $t = 2400$s and 64.6 K for time $t = 4200$s. It should be noted that at the time $t = 4200$s there is no limiting allowed heating rate because at t > 3915 s the stress due to pressure increases faster than thermal stress as the temperature of the medium increases.

5. Monitoring thermal stresses in pressure components

The inverse problem considered here is the estimation of the temperature and heat flux of a one-dimensional body from measured interior temperature histories. The material's thermal properties are considered to be a function of temperature. The presented method can be easily extended to inverse heat conduction problems (IHCP) in composite media. In the direct heat-conduction problem, errors in the surface conditions are damped and delayed when evaluating the interior temperature. In contrast to the direct analysis, in the inverse problem, the small random errors in the measured data are amplified as the unknown boundary values are calculated. Thus, large oscillations in the calculated surface conditions can result in the inverse problems from small inaccuracies in the interior temperature data. Consequently, the inverse method should include a special corrective procedure to reduce the effects of error growth and propagation. In this study, a new space-marching method for the one-dimensional nonlinear heat conduction equation is presented. The final equation for predicting temperature uses only the first-time derivative of the measured temperature. The noisy input data are first smoothed and then used in the inverse procedure.

The cases to be considered are shown in Fig.1. The one-dimensional configurations of interest are the plane wall $(m = 0)$, the hollow cylinder $(m = 1)$ and the hollow sphere $(m = 2)$ (m=2). To identify the temperature distribution inside the solid and the heat fluxes at the boundary surfaces r_{out} and r_{in} it is necessary to measure the temperatures at least at the two interior locations r_1 and r_2 (Fig. 1a). Boundary conditions given at r_1 and r_2 result in a direct problem for $r_1 \leq r \leq r_2$ and inverse problems in the regions where $r_{in} \leq r \leq r_1$ or $r_2 \leq r \leq r_{out}$. If r_1 and r_2 are different points, then the direct problem is solved first and its solution is used to determine the temperature distributions beyond the

thermocouple positions, i.e. in intervals $r_{in} \le r \le r_1$and $r_2 \le r \le r_{out}$. If the distance $(r_2 - r_1)$ between two thermocouples is equal to the step size in space Δr, which is used in the space-marching method, then the temperature traces at the positions r_1 and r_2 are directly used in the inverse solutions (Fig.1b). Numerical computations show, however, that in this case the results of the inverse analysis are significantly affected by temperature measurement errors. Consequently, in practical problems, the close arrangement of the internal thermocouples is not recommended.

A problem that frequently occurs in practical applications is estimating the surface temperature and heat flux from a single measured temperature inside a heat-conducting solid (Fig. 1c). The temperature sensor may also be placed at a secondary surface of the body. If instead of temperature measurements taken at $r = r_2$ boundary conditions at the outer surface of the body $r = r_{out}$are known, then the problem can be subdivided into two separate problems, one of which is a direct problem as shown in Fig. 20. The temperature distribution in the direct region is first calculated and then the known solution of the direct problem is extrapolated to points $r_{in} \le r \le r_1$ outside the direct region $r_1 \le r \le r_{out}$. In this study, the last case shown in Fig. 20 will be considered in detail.

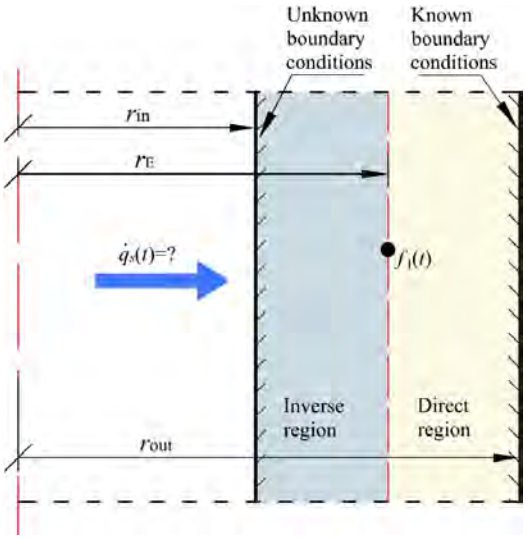


Figure 20. One-dimensional inverse heat conduction problem: temperature at r_1 and boundary conditions at r_0 are known.

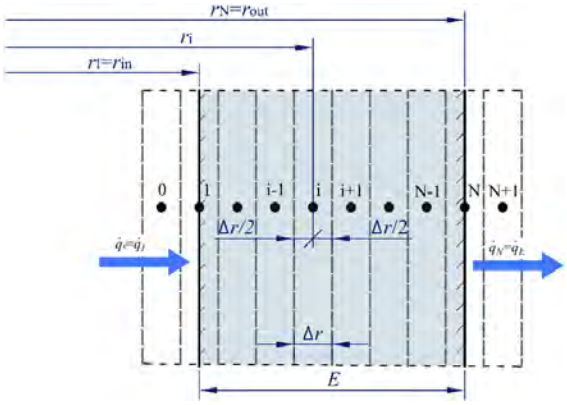


Figure 21. Space grid for the solution of the inverse heat conduction problem

The one-dimensional nonlinear heat conduction problem is illustrated in Fig. 20. The boundary at $r = r_{out}$ is insulated. The temperature - dependent properties and initial temperature distribution are considered to be known, while the surface conditions are unknown and are to be estimated from interior temperature readings. The temperature sensor is located at the interior position $r = r_E$. The objective is to find the temperature distribution in the inverse region $r_{in} \le r \le r_E$ based on the temperature readings $f(t)$ at particular times t_j, $j = 1,2, \ldots$.

For a solid with temperature dependent properties, the governing equation is

$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^m}\frac{\partial}{\partial r}\left[\lambda(T) r^m \frac{\partial T}{\partial r}\right] \qquad r_{in} \le r \le r_{out} \quad t > 0 \tag{37}$$

where *m* = 0, 1 ,2 for a slab cylinder, or sphere, respectively.

The boundary conditions for the direct problem are

$$T(r_E, t) = f\ (t) \qquad t > 0 \tag{38}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=r_{out}} = 0 \qquad t > 0 \tag{39}$$

The measured temperature (38) provides a known boundary condition for the inverse problem. In order to start space marching procedure, the temperature at the second spatial node of the direct region is calculated (Fig.21)

$$T(r_E + \Delta r, t) = f_2(t) \qquad t > 0 \tag{40}$$

The temperature

$$T_s = T(r_{in}, t) \qquad t \ge 0 \tag{41}$$

is to be recovered

$$\dot{q}_s = -\left[\lambda\ \frac{\partial T}{\partial r}\right]\Big|_{r=r_{in}} \qquad t \ge 0 \tag{42}$$

The direct problem is solved using the method of lines.

After calculating the temperature distribution in the direct region, the nodal temperatures in the inverse region can be determined. Solving the heat balance equation, with $\Delta r = \Delta r_d$ for T_{i-1} gives

$$T_{i-1} = T_i - \frac{\left(r_i + \frac{\Delta r}{2}\right)^m}{\left(r_i - \frac{\Delta r}{2}\right)^m} \cdot \frac{\lambda(T_{i+1}) + \lambda(T_i)}{\lambda(T_{i-1}) + \lambda(T_i)} \ (T_{i+1} - T_i) + \\ + \frac{\left[\left(r_i + \frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1} - \left(r_i - \frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1}\right]\Delta r}{(m+1)\left(r_i - \frac{\Delta r}{2}\right)^m} \frac{2c(T_i)\rho(T_i)}{\lambda(T_{i-1}) + \lambda(T_i)} \frac{dT_i}{dt} \qquad i = N, N-1, \ldots, 2 \tag{43}$$

Because Equation (43) is nonlinear, the fixed-point iterative technique is used to determine the temperature T_{i-1}

$$T_{i-1}^{(n+1)} = T_i - \frac{\left(r_i + \frac{\Delta r}{2}\right)^m}{\left(r_i - \frac{\Delta r}{2}\right)^m} \frac{\lambda(T_{i+1}) + \lambda(T_i)}{\lambda\left(T_{i-1}^{(n)}\right) + \lambda(T_i)} \ (T_{i+1} - T_i) + \\ + \frac{\left[\left(r_i + \frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1} - \left(r_i - \frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1}\right]\Delta r}{(m+1)\left(r_i - \frac{\Delta r}{2}\right)^m} \cdot \frac{2c(T_i)\rho(T_i)}{\lambda\left(T_{i-1}^{(n)}\right) + \lambda(T_i)} \frac{dT_i}{dt}$$

$$i = N, N-1, \ldots, 2 \quad n = 0,1,2,3, \ldots \tag{44}$$

where *n* is the iteration number and $\varepsilon > 0$ is some small number (tolerance).

The iteration process continues until the following condition is met

$$\left|T_{i-1}^{(n+1)} - T_{i-1}^{(n)}\right| \leq \varepsilon \tag{45}$$

where *n* is the iteration number; $\varepsilon >$ is some small number (tolerance).

Starting from the temperature $T_{i-1}^{(0)} = T_i$, that is not far from a root T_{i-1}, only three or four iterations are needed to obtain the tolerance $\varepsilon \approx 0.0001$ K.

If the thermal properties are constant, the iterations are not required.

Heat flux q_s at the inner surface is determined from the boundary condition at the inner surface

$$-\lambda(T_1) \left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=r_1} \cong -\lambda(T_1) \frac{T_2 - T_0}{2\Delta r} = \dot{q}_s. \tag{46}$$

Determining the T_0 using equation (46) then yields

$$T_0 = T_2 + \frac{2\dot{q}_s \Delta r}{\lambda(T_1)}. \tag{47}$$

Substitution of equation (47) for T_0 into equation (44) for $i = 0$ yields

$$\dot{q}_s = \frac{\lambda(T_1)}{2\Delta r}\left\{T_1 - T_2 - \frac{\left(r_1+\frac{\Delta r}{2}\right)^m}{\left(r_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^m}\,\frac{\lambda(T_2)+\lambda(T_1)}{\lambda(T_0)+\lambda(T_1)}\cdot(T_2-T_1) + \right.$$
$$\left. + \frac{\left[\left(r_1+\frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1}-\left(r_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1}\right]\Delta r}{(m+1)\left(r_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^m}\;\;\frac{2c(T_1)\rho(T_1)}{k(T_0)+k(T_1)}\cdot\frac{dT_1}{dt}\right\} \tag{48}$$

The iterative scheme takes the form

$$T_0^{(0)} = T_1 \tag{49}$$

$$\dot{q}_s^{(n+1)} = \frac{k(T_1)}{2\Delta r}\left\{T_1 - T_2 - \frac{\left(r_1+\frac{\Delta r}{2}\right)^m}{\left(r_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^m}\cdot\frac{\lambda(T_2)+\lambda(T_1)}{\lambda\left(T_0^{(n)}\right)+\lambda(T_1)}\;(T_2-T_1) + \right.$$
$$\left. + \frac{\left[\left(r_1+\frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1}-\left(r_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^{m+1}\right]\Delta r}{(m+1)\left(r_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^m}\;\;\frac{2c(T_1)\rho(T_1)}{\lambda\left(T_0^{(n)}\right)+\lambda(T_1)}\;\frac{dT_1}{dt}\right\}, \tag{50}$$

$$T_0^{(n+1)} = T_2 + \frac{2\dot{q}_s^{(n+1)}\,\Delta r}{\lambda(T_1)}\;, \qquad n = 0,1,\ldots \tag{51}$$

The iterative process is continued until the following convergence criterion

$$\left|\dot{q}_s^{(n+1)} - \dot{q}_s^{(n)}\right| < \varepsilon \tag{52}$$

is satisfied, where ε is some chosen tolerance.

Random measurement errors of the temperature $f(t)$ have great influence on the estimated temperature, thermal stress distributions and the heat transfer coefficients. If the temperature data are corrupted with random errors, least squares smoothing was used to reduce the effect of the measurement errors on the calculated time derivatives df/dt or dT_i/dt. Least squares approximation is very suitable for the recovery of a smooth function from noisy information. The smoothed temperature and its time derivative are evaluated at the center point $t(s = 0)$. The proposed method is stable and gives good accuracy if the following condition is satisfied

$$\Delta Fo = \frac{\kappa\,\Delta t}{(r_E - r_{in})^2} \leq \;\; \cong 0.02 \div 0.05 \tag{53}$$

where the symbol $\kappa = \lambda/(c\rho)$ stands for the thermal diffusivity.

Lower values of ΔFo are recommended for the exact data. If the noise to signal ratio is larger, the longer step sizes should be used to obtain stable results.

5.1. Thermal stresses

Transient thermal stresses in plates, hollow cylinders and hollow spheres can be calculated if the temperature distribution obtained from the inverse solution is given.

The tangential, axial and radial stresses at the inner surface are given by the following expressions [24]

$$\sigma_t = \sigma_a = \frac{E\beta}{1-\nu}[T_m(t) - T(r_{in}, t)], \qquad \sigma_r = 0 \tag{54}$$

The mean integral temperature over the wall thickness is defined as

$$T_m(Fo) = \frac{m+1}{r_{out}^{m+1} - r_{in}^{m+1}} \int_{r_{in}}^{r_{out}} r^m T(r,t) dr \tag{55}$$

The calculations of stresses for plates and hollow cylinders are valid for cross sections sufficiently distant from free ends, so that their disturbances can be neglected. Approximating the integral in Equations (54) by using the trapezoidal rule over the inverse and direct regions yields

$$T_m(t) \cong \frac{m+1}{r_{out}^{m+1} - r_{in}^{m+1}} \sum_{i=2}^{N_c} (r_{i-1}^m T_{i-1} + r_i^m T_i)\ \Delta r_i. \tag{56}$$

The wall temperature difference $\Delta T = T_m(t) - T(r_{in}, t)$ is determined in power stations approximately by measuring the metal temperature in the center of the wall r_m and in the location close to the wall inner surface $(r_{in} + E)$, where *E* is the distance of the thermocouple from the inner surface. Thermal stresses are calculated using simple expression [18]

$$\sigma_t^{'} = \frac{E_T \beta}{1-\nu}\ \{T(r_m, t) - T[(r_{in} + E), t]\}. \tag{57}$$

Because the distance *E* from the inner surface to the first measuring point can not be smaller than 3.5 mm due to high pressure inside the construction element, real temperature changes of the inner surface can be significantly different from the measured values. Furthermore, the point of temperature equivalent to the mean temperature $T_m(t)$ does not lie in the middle of the wall. Therefore, the theoretical estimation of the thermal stresses from Eq. (57) is more accurate.

High accuracy is obtained even with a small number of control volumes.

5.2. Example of monitoring thermal stresses in a steam valve housing

Finally, let's consider an example using actual measured data. The thermal stresses at the inner surface of the spherical pressure component of the Benson steam generator are determined using transient temperature measurements in two internal locations:$r_1 = 0.18305m$ and $r_2 = 0.2105m$ [20]. The dimensions of the component are the same as in the previous example: r_{in} = 0.17955 m and $r_{out} = 0.24145m0$. The thermal properties of the component material are assumed to be temperature dependent (Fig. 22).

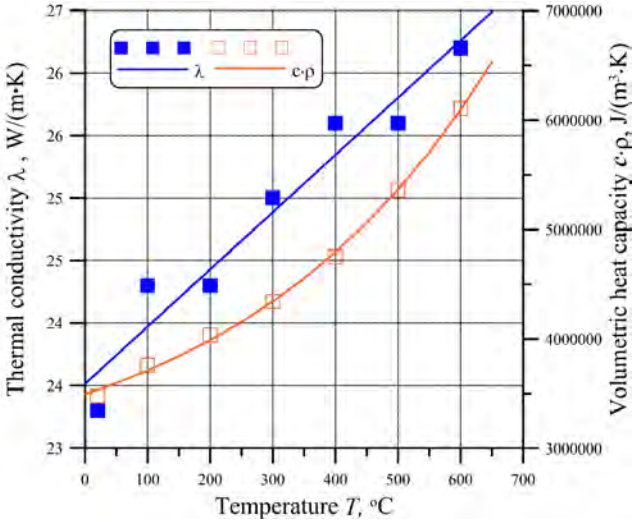


Figure 22. Thermophysical properties of the X20CrMoV121 steel as a function of temperature; ■ - measured value [25], —— - least squares approximation

A new space-marching method is presented for solving one-dimensional nonlinear heat-conduction problems. The temperature-dependent thermal properties and the boundary conditions on an accessible part of the body's boundary are known. Additional temperature measurements in time are taken with a sensor located in an arbitrary position within the solid, and the objective is to determine the surface temperature and heat flux on the remaining part of the unspecified boundary. The temperature distribution throughout the solid, obtained from the inverse analysis, is then used to compute thermal stresses in the entire domain, including the boundary surfaces. The proposed method is appropriate for online monitoring of thermal stresses in pressure components.

The temperature data were measured at $\Delta t = 30 s \Delta t$ = 30 s time steps over a total time period of 24000 s (Fig. 23). The calculations were carried out twice: first using the measured temperatures at $r_1 = 0.18305 m$, and then at $r_2 = 0.2105 m$. Fig. 23 shows the estimated thermal stresses determined by using the present inverse method and equation (57).

The present method produces results that are almost identical throughout the entire time domain. The effects of the location of internal temperature measurements relative to the distance from the inner surface at which thermal stresses are determined are only noticeable during rapid temperature changes. The large discrepancies between the present method and Eq. (34) have already been explained.

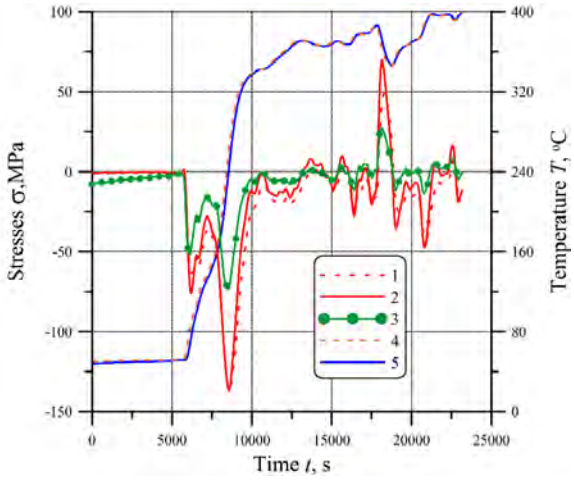


Figure 23. Thermal stresses on the inner surface of the pressure component during start-up of the Benson boiler ; 1 - temperature measured at the distance $E = 0.004m$ from the inner surface, 2 - temperature measured in the middle of the wall thickness, 3 - thermal stresses calculated from temperature measurements at $r_E = r_{in} + 0.004\,m = 0.18355m$, 4 - thermal stresses calculated from temperature measurements at $r_E = r_{in} + 0.5(r_0 - r_{in}) = 0.2105m$, 5 - thermal stresses based on the measured temperature difference.

A space-marching method for solving the one-dimensional nonlinear inverse transient heat conduction problem is presented. The method is based on the space discretisation of the heat conduction equation. The method has the advantage that the time derivative is not approximated by finite differences, and its good accuracy results from an appropriate approximation of the first time derivative using smoothing polynomials. The numerical results obtained with both exact and noisy data show good, stable estimates of the direct solutions. Given the one-dimensional distribution of temperature and the circumferential thermal stresses, as well as the stresses caused by pressure, the total circumferential stresses at the edge of the hole at point P_1 can be determined using Eq. (20). Finally, the extension of the method presented in this study to higher dimensions inverse heat conduction problems is straightforward.

6. Conclusions

Monitoring the thermal and mechanical operating conditions of pressure components in thermal power plants – such as fossil-fired, nuclear, or combined-cycle power plants – is becoming increasingly important, given the growing share of wind and solar farms in the energy system. The high variability of power generated by renewable energy sources requires improved flexibility of thermal power units, so that they can be rapidly started up and shut down and can operate safely across a wide range of load variations.

This chapter presents two methods for determining the optimal temperature changes in the fluid during the heating and cooling of cylindrical pressure vessels. The first method is based on a quasi-steady-state temperature field in the wall of the pressure vessel, which unnecessarily extends the heating time by up to one and a half times and the cooling time by up to three times compared with the results obtained using the second method, which does not make the simplifying assumption of a quasi-steady-state temperature field.

A space-marching method for monitoring stresses in cylindrical and spherical pressure vessels is also presented. If the external surface of the component is thermally insulated or the surface temperature is known from measurement, then only a single temperature sensor located inside the wall is required to determine the transient temperature distribution within the wall. For a pressure component with an insulated external surface, the wall-temperature measurement point may be located on the external surface. If changes in the fluid temperature are rapid, the thermal stresses on the inner surface can be determined with satisfactory accuracy when the temperature sensor is situated close to the inner surface, e.g. at a distance of 5 to 7 mm from the inner surface.

Given the circumferential thermal and pressure stresses, the total circumferential stress at the edge of the hole can be determined using the stress concentration factors for thermal and pressure stresses. The heat transfer coefficients on the inner surfaces of components, required to calculate the thermal stress concentration factors, can be determined online using heat transfer correlations available in the literature. By determining the time histories of thermal and pressure stresses, the degree of wear and the remnant life of the analysed components can be determined.

Nomenklature

A, B, C	constants,
c	specific heat, J/(kg·K)
CVM	Control Volume Method,
d_{ms}	the mean diameter of the pressure element, m
d_{mb}	average spigot diameter, m
E	Young's modulus, MPa
FEM	finite element method,
Fo^*	Fourier number, $Fo^* = \kappa\, t^*/(r_{out} - r_{in})^2$
h, HTC	heat transfer coefficient (HTC), W/(m^2·K)
k	$k = r_{in}/r_{out}$ is the inner-to-outer radius ratio
N	number of finite volume nodes on the wall thickness,
p	fluid gauge pressure, Pa
r	radius, m
r_{in}, r_{out}	the inner and outer radius of the cylindrical component, m
R, R_i	$R = r/r_{out}$, $R_i = r_i/r_{out}$ dimensionless radius
$RMSE$	root-mean-square error,
s	the wall thickness of the pressure element, m
t	time, s
t^*	time after which a quasi-steady state is formed in an element, s
T	temperature, °C
T_0	initial temperature in the cylinder wall, °C
T_{nom}	nominal temperature °C
T_f	fluid temperature, °C
$T_{f,0}$	initial fluid temperature
T_w	wall temperature, °C
T_{w0}	initial wall temperature, °C
T_{wm}	average temperature over wall thickness, °C
u	$u = r_{out}/r_{in}$ is the outer-to-inner radius ratio
$\dot{q}$	heat flux, W/m^2
y	measured temperature,°C
v_T	temperature variation rate, K/s

Greek symbols

α_p	pressure stress concentration factor,
α_T	thermal stress concentration factor,
β	linear coefficient of thermal expansion, 1/K
δ	distance of the temperature sensor from the component's inner surface, m
γ	shape factor
Δr	radial spatial step, m
Δr_{dir}	radial spatial step in the solution of direct heat conduction problem, m
ε_r	relative error, %
κ	thermal diffusivity, m^2/s
λ	thermal conductivity, W/(m·K)
ν	Poisson's ratio,
ρ	density, kg/m^3
σ_{al}	allowable stress, MPa
σ_p	circumferential stress due to pressure, MPa
σ_φ	total of the circumferential thermal and pressure stress, MPa
σ_{Tz}	axial thermal stress, MPa
$\sigma_{T\varphi}$	circumferential thermal stress, MPa
∇	gradient operation (nabla),

Subscripts

a	atmospheric
al	allowable,
$direct$	direct region
f	fluid,
$inverse$	inverse region,
i	node number,
in	inner,
m	mean,
max	maximum,
out	outer,
z	axial,
φ	circumferential,
w	wall

References

[1] Taler, J., Trojan, M., Dzierwa, P., Kaczmarski, K., Węglowski, B., Taler, D., Zima, W., Grądziel, S., Ocłon, P., Sobota, T., Rerak, M., Jaremkiewicz, M. (2023). The flexible boiler operation in a wide range of load changes with considering the strength and environmental restrictions, Energy 263, 125745, https://doi.org/10.1016/j.energy.2022.125745.
[2] Zhao, Y., Liu, M., Wang, C., Li, X., Chong, D., Yan, J. (2018). Increasing operational flexibility of supercritical coal-fired power plants by regulating thermal system configuration during transient processes. Appl Energ 228, 2375–2386, https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2018.07.070.
[3] Braun, S. (2022). Improving Flexibility of Fossil Fired Power Plants. Encyclopedia of Energy Storage, Vol. 2, 133-140, https://doi.org/10.1016/B978-0-12-819723-3.00085-8.
[4] Alhadhrami, S., Soto, G. J, Lindley, B.(2023). Dispatch analysis of flexible power operation with multi-unit small modular reactors. Energy 280, 128107, https://doi.org/10.1016/j.energy.

[5] Fan, H., Xu, W., Zhang, J., Zhang, Z. (2021). Steam temperature regulation characteristics in a flexible ultra-supercritical boiler with a double reheat cycle based on a cell model. Energy 229, 120701, https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.120701.
[6] Taler, J., Zima, W., Oclon, P., Grądziel, S., Taler, D., Cebula, A., Jaremkiewicz, M., Korzeń, A., Cisek, P., Kaczmarski, K., Majewski, K. (2019). Mathematical model of a supercritical power boiler for simulating rapid changes in boiler thermal loading. Energy 175, 580-592. https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.03.085.
[7] Yang, T., Ma, K., Lv, Y., Bai, Y. (2020). Real-time dynamic prediction model of NO_x emission of coal-fired boilers under variable load conditions. Fuel 274, 117811. https://doi.org/10.1016/j.fuel.2020.117811.
[8] Nowak, G., Rusin, A., Łukowicz, H., Tomala, M. (2020). Improving the power unit operation flexibility by the turbine start-up optimisation. Energy (198),117303, https://doi.org/10.1016/j.energy.2020.117303.
[9] Oh, C., Lee, S., Jhung, M. J., Huh, N.-S. (2022) Analytical approach to estimate the thermal stress distribution of reactor pressure vessel nozzle corners with a constant cooldown rate. International Journal of Pressure Vessels and Piping. 197, 104608, https://doi.org/10.1016/j.ijpvp.2022.104608.
[10] Jaremkiewicz, M., Dzierwa, P., Taler, D., Taler, J. (2019). Monitoring of transient thermal stresses in pressure components of steam boilers using an innovative technique for measuring the fluid temperature. Energy 175, 139-150, https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.03.049.
[11] Kraszewski, B. (2020). A study of thermal effort during half-hour start-up and shutdown of a 400 MW steam power plant spherical Y-pipe. Case Studies in Thermal Engineering. 21, 100728, https://doi.org/10.1016/j.csite.2020.100728.
[12] Taler, J., Taler, D. (2024). Analysis of the possibility of reducing the heating time of thick-walled cylindrical components with holes, Energy 303, 131982, 1-13, https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.131982
[13] Taler, D., Dzierwa, P., Kaczmarski, K., Taler, J. (2021). Optimisation of heating and cooling of pressure thick-walled components operating in the saturated steam area**,** Energy 231, 120917, 1-12, https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.120917.
[14] Taler, J., Kaczmarski, K., Taler, D., Dzierwa, P., Trojan, M., Sobota, T. (2025). Online determination of the heat transfer coefficient at the inner surface of a cylindrical component in a thermal stress monitoring system for critical boiler pressure components, Energy 328, 136637, 1-18, https://doi.org/10.1016/j.energy.2025.136637.
[15] European Standard EN 12952-3. (2011). Water-tube boilers and auxiliary installations. Part 3: Design and calculation for pressure parts. European Committee for Standardization. Brussels
[16] Taler, J., Dzierwa, P., Taler, D., Harchut, P. (2015). Optimization of the boiler start-up taking into account thermal stresses. Energy, 92: 160-170. https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.03.095.
[17] Sobota, T., Taler, D., Taler, J., Rusin, K. (2026). A new technique for measuring the fluid transient temperature, Energy, 346,140278, https://doi.org/10.1016/j.energy.2026.140278.
[18] Taler, J. (1997) Überwachung von instationären Wärmespannungen in dickwandigen Bauteilen, Forsch Ingenieurwes 63, 127-135, https://doi.org/10.1007/PL00010820.
[19] Taler, J. (1997). Analytical solution of the overdetermined inverse heat conduction problem with an application to monitoring thermal stresses. Heat Mass Transf. 33, 209–218, https://doi.org/10.1007/s002310050180.
[20] Taler, J. (1999). A new space marching method for solving inverse heat conduction problems. Forsch Ing-Wes 64, 296–306, https://doi.org/10.1007/PL00010844.

[21] Taler, J., Zima, W. (1999). Solution of inverse heat conduction problems using control volume approach, International Journal of Heat and Mass Transfer, Int. J. Heat Mass Transf. 42 1111–1123, https://doi.org/10.1016/S0017-9310(98)00280-4.

[22] Taler, D., Taler, J., Kaczmarski, K., Jaremkiewicz, M., Dzierwa, P., Trojan,M. W. (2024). Monitoring of thick-walled pressure elements to determine transient temperature and stress distributions using the measured fluid's pressure and wall's temperature, Energy 309, 133121, 1-7, https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.133121

[23] Taler, J., Taler, D., Jaremkiewicz, M., Kaczmarski, K., Sobota, T., Smaza, K. (2025). Online monitoring of thermal stress and heat transfer coefficient in thick - walled cylindrical elements, Archives of Thermodynamics 46, No. 3, 175-186, https://doi.org/10.24425/ather.2025.156589.

[24] Hetnarski, R. B., Eslami, R. M. (2008) Thermal Stresses - Advanced Theory and Applications, Springer Science & Business Media, https://doi.org/10.1007/978-3-030-10436-8

[25] Warmfeste und hochwarmfeste Stähle. Mannesmann-Röhren-Werke, Düsseldorf, (1975)

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_3

Nieinwazyjne wyznaczanie sztywności ścian tętnicy szyjnej

WOJCIECH ADAMCZYK, JAN JUSZCZYK, MAREK ROJCZYK,

ZIEMOWIT OSTROWSKI, MATEUSZ MESEK, RYSZARD BIAŁECKI[1]

[1] Politechnika Śląska, Katedra Techniki Cieplnej
ul. Konarskiego 22, 44-100 Białystok
[1] e-mail: ryszard.bialecki@polsl.pl

Słowa kluczowe: sztywność ścian tętnic, USG, tonometria aplanacyjna, zadanie odwrotne, analiza wrażliwości, filtr Kalmana

Sztywność tętnic, która postępuje wraz z wiekiem lub w wyniku procesów chorobowych, zmniejsza zdolność do gromadzenia energii sprężystej w ścianach, obniża tłumienie oscylacji ciśnienia i zwiększa szybkość propagacji fal ciśnienia. Prowadzi to do rozwoju nadciśnienia, przerostu lewej komory serca oraz niszczenia delikatnych tkanek w narządach (nerkach, mózgu). Dlatego nieinwazyjne pomiary sztywności ściany są ważnym parametrem diagnostycznym. W pracy oceniono zmiany w geometrii tętnicy szyjnej za pomocą ultrasonografii, a ciśnienie tętnicze zmierzono tonometrem aplanacyjnym u 8 zdrowych ochotników. Na tej podstawie wyznaczono, za pomocą rozszerzonego filtru Kalmana, równoważny moduł Younga ściany tętnicy. Badane były wyniki trzech różnych modeli deformacji ścian tętnicy pod wpływem wewnętrznego ciśnienia: analitycznych modeli cienkościennego i grubościennego cylindra oraz numerycznego modelu dużych odkształceń dla materiału neo-Hookowskiego. Porównanie rozwiązań analitycznych z najbardziej zaawansowanym, ale obliczeniowo wymagającym modelem neo-Hookowskim, wykazało, że analityczny model grubościenny zapewnia rozsądną dokładność i może być stosowany w zastosowaniach klinicznych. Dodatkowo badanie wrażliwości przeprowadzono zarówno na danych *a priori*, jak i na modelu z asymilacją danych eksperymentalnych. Rozważano trzy parametry: promień wewnętrzny, promień zewnętrzny oraz liczbę Poissona. Wyniki wskazują na dużą wrażliwość zadania odwrotnego na błędy w pomiarze wewnętrznej średnicy, niewielką wrażliwość na trudny do uzyskania pomiar średnicy zewnętrznej i praktyczny brak wrażliwości na błędy w wyznaczaniu liczby Poissona.

1. Wstęp

Usztywnienie naczyń krwionośnych jest charakterystycznym elementem fizjologicznego starzenia się, podczas którego duże, elastyczne tętnice stopniowo zwiększają swoją średnicę, następuje przerost ścian tętnic, zwiększa się odkładanie kolagenu oraz fragmentacja i degeneracja włókien elastynowych [1]. Dodatkowe czynniki wpływające na zesztywnienie ścian naczyń krwionośnych to cukrzyca, przewlekła choroba nerek oraz szereg innych schorzeń związanych z chorobą wieńcową, nadciśnieniem skurczowym, udarem, migotaniem przedsionków oraz szerokim zakresem powiązanych chorób sercowo-naczyniowych [2,3]. W normalnych warunkach fizjologicznych elastyczność dużych tętnic pozwala im, zwiększając średnicę, pomieścić objętość krwi wyrzucaną przez lewą komorę podczas skurczu. Ta podatność tętnic zmniejsza obciążenie lewej komory, tłumi pulsację przepływu krwi i ciśnienia, a tym samym powoduje niemal stały przepływ do naczyń włosowatych nerek, mózgu i innych delikatnych organów, co ostatecznie zmniejsza ryzyko uszkodzenia tkanek wywołanego falami ciśnienia [4]. W związku z tym ocena sztywności tętnic stanowi kluczowe narzędzie diagnostyczne, pozwalające ocenić patofizjologię naczyń krwionośnych.

Metaanalizy i współczesne przeglądy podkreślają rosnącą akceptację sztywności tętnic jako parametru charakteryzującego postęp chorób sercowo-naczyniowych [1].

2. Modele

Ściany tętnic odkształcają się pod wpływem przepływu krwi i ciśnienia. Aby uwzględnić tę zmianę geometryczną, można zastosować bardzo wymagający obliczeniowo model interakcji płyn-struktura (FSI). Dodatkowo, FSI wymaga zdefiniowania trudnych do uzyskania warunków brzegowych. Znaczne zużycie zasobów komputerowych, trudności z uzyskaniem zbieżności i sformułowaniem warunków brzegowych sprawiają, że podejście to jest niepraktyczne w zastosowaniach klinicznych. Przyjęte w pracy uproszczenia pozwalają omijać te trudności.

Wstępna analiza FSI wykazała, że wpływ naprężenia ścinającego ściany, generowanego przez lepkość krwi, na zmianę średnicy naczynia jest znikomy. Dalsze badania z wykorzystaniem kodu FEBio [4] wykazały, że efekty bezwładności ściany można zignorować (różnica 0,006%) [5] i zastąpić je lokalnym modelem quasi-statycznym.

Zastosowany model opisuje quasi-statyczną deformację jednowymiarowego, osiowosymetrycznego wydrążonego cylindra pod wpływem znanego, zmiennego w czasie ciśnienia krwi. Jak wspomniano wcześniej, celem badania było zdefiniowanie prostego parametru charakteryzującego sztywność ściany naczynia. Zatem model traktuje ścianę naczynia jako jednorodny materiał, ignorując jego warstwową strukturę, i stosuje proste modele konstytutywne liniowej sprężystości lub zachowania neo-Hookowskiego. W symulacjach numerycznych oba modele dały podobne wyniki. Ponadto badania parametryczne wykazały, że współczynnik Poissona ma minimalny wpływ na wyznaczany efektywny moduł Younga, dlatego został wykluczony, a w obliczeniach przyjęto stałą wartość $\nu = 0.49$.

Powyższe założenia pozwoliły ograniczyć pomiary do prostych, nieinwazyjnych ocen ultrasonograficznych zmian światła tętnic, wraz z jednoczesnymi pomiarami ciśnienia krwi w tym samym miejscu za pomocą tonometru aplanacyjnego.

Przemieszczenie promienia **grubościennego** długiego cylindra pod wpływem ciśnienia wewnętrznego, w ramach teorii małych odkształceń dla izotropowego liniowego materiału sprężystego, ma postać [6].

$$z(R) = \frac{p r_{in}^2}{E\left(r_{out}^2 - r_{in}^2\right)}\left[(1-\nu)R + (1+\nu)\frac{r_{out}^2}{R}\right] \tag{1}$$

gdzie z przemieszczenie punktu o promieniu R, $zaś$ r_{in}, r_{out} oznaczają wewnętrzny i zewnętrzny promień cylindra, p jest ciśnieniem wewnętrznym, E modułem Younga zaś ν liczbą Poissona.

Przemieszczenie promienia długiego **cienkościennego** cylindra pod wpływem ciśnienia wewnętrznego przy założeniu liniowo sprężystego, izotropowego materiału ma postać [6]

$$z = \frac{p r^2}{E w} \tag{2}$$

gdzie w oznacza grubość ściany.

Do numerycznego rozwiązania osiowosymetrycznego zadania dużych odkształceń cylindra znajdującego się pod wpływem wewnętrznego ciśnienia wykorzystano kod otwarty FEBio [4]. Zastosowano neo-Hookowskie równanie konstytutywne.

3. Filtr Kalmana

Zadanie wyznaczenia zastępczego modułu Younga ściany tętnicy należy do klasy zadań odwrotnych. Zadanie rozwiązano, stosując filtr Kalmana (FK). W zastosowaniu do zadań bezpośrednich filtr ten zapewnia optymalną ocenę rekurencyjną stanu układu dynamicznego, wykorzystując liniowy model procesu oraz pomiary obciążone błędami. Zaletą KF jest dostarczenie informacji o poszukiwanych parametrach, ale także o ich kowariancji.

W pracy poszukiwano efektywnego modułu Younga na podstawie zmierzonej czasowej zmienności ciśnienia krwi oraz średnic wewnętrznych i zewnętrznych tętnicy. Ze względu na nieliniową zależność modułu Younga od ciśnienia i odkształcenia naczynia, zastosowano wariant KF polegający na lokalnej linearyzacji zależności przemieszczenia od ciśnienia. Algorytm ten nosi nazwę rozszerzonego filtru Kalmana (Extended KF) [7]. Model zlinearyzowano poprzez rozwinięcie do pierwszego rzędu w szereg Taylora, przy czym pochodną wyznaczano jako iloraz różnicowy.

4. Walidacja

4.1. Eksperyment – fantom

Wyniki zadania odwrotnego, tj. zastępczego modułu Younga, walidowano w dwojaki sposób. Pierwszy polegał na porównaniu otrzymanych wyników analizy z wartościami zmierzonymi na maszynie wytrzymałościowej. W tym celu przeprowadzono eksperyment, w którym pulsacyjny przepływ cieczy wymuszał mierzone zmiany średnicy elastycznego przewodu. Mierzone były także zmiany ciśnienia i przepływu, które utrzymywano w granicach odpowiadających wielkościom fizjologicznym. Pomiaru odkształceń dokonywano za pomocą kamery cyfrowej o dużej rozdzielczości. Rysunek 1 przedstawia wygląd stanowiska badawczego.



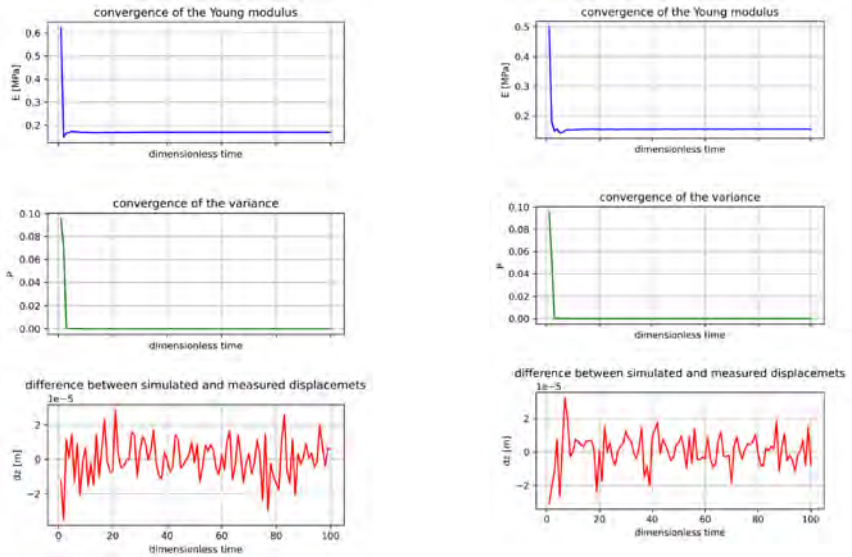
Rysunek 1. Stanowisko pomiarowe do wyznaczania modułu Younga na podstawie pomiarów przemieszczeń ściany elastycznego przewodu pod wpływem ciśnienia zmiennego w czasie. Szczegóły instalacji opisano w [5].

Wyniki eksperymentu i symulacji pokrywały się z dokładnością nie gorszą niż 20%. [5]

4.2. Pseudo pomiary

W tych symulacjach rozwiązano zadanie bezpośrednie o znanych właściwościach materiału i danym, zmiennym w czasie ciśnieniu wewnątrz naczynia. Wartości ciśnienia przyjęto z pomiarów

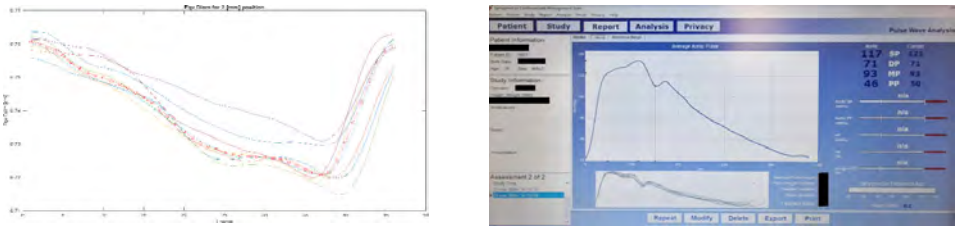
wykonanych na jednym z ochotników biorących udział w eksperymencie klinicznym, stosując moduł Younga $\mathrm{E} = 0.1564\,\mathrm{MPa}$ i współczynnik Poissona $\nu = 0.4$. Wygenerowane w ten sposób pomiary pseudo-przemieszczeń obciążono następnie losowym błędem o rozkładzie normalnym, o amplitudzie 0.4 mm (około 15% maksymalnego przemieszczenia), wartości oczekiwanej 0 i odchyleniu standardowym 0.004 mm. Wykorzystując takie dane, zweryfikowano zarówno metodę analityczną (grubościenna rura) jak i numeryczną. W obu przypadkach za punkt wyjścia przyjęto moduł Younga E =0.7MPa i współczynnik Poissona $\nu = 0.4$. Szybkozbieżna procedura EFK (por. Rys. 2) dała wartość *E*=0.1514 MPa dla modelu analitycznego grubościennej rury i *E*=0.1533 MPa dla procedury numerycznej. Wartości kowariancji zbiegały się do 1.02 10^{-7}m^2 dla rozwiązania analitycznego i 9.74 10^{-7}m^2 dla rozwiązania numerycznego.



Rysunek 2. Zbieżność procedury EKF dla pseudo-pomiarów. Lewy panel: procedura numeryczna; prawy panel: procedura analityczna

5. Pomiary kliniczne

Pomiarami objęto ośmiu zdrowych ochotników. Mierzono zmianę światła wspólnej tętnicy szyjnej (*common carotid artery*), grubość jej ściany oraz ciśnienie w miejscu pomiaru. Geometrię tętnicy mierzono przy pomocy ultrasonografu GE Vivid E95 z głowicą liniową ML6-15 i liniowym siłownikiem. Przebieg zmian średnicy tętnicy w czasie uzyskano poprzez uśrednienie wielu cykli sercowych. Wynik pomiaru przedstawiono w lewym panelu rysunku 3. Ciśnienie w tętnicy mierzono tonometrem aplanacyjnym Atcor Sphygmocor, CP\CVP\CPVH. Przebieg ciśnienia pokazano w prawym panelu rysunku 3.

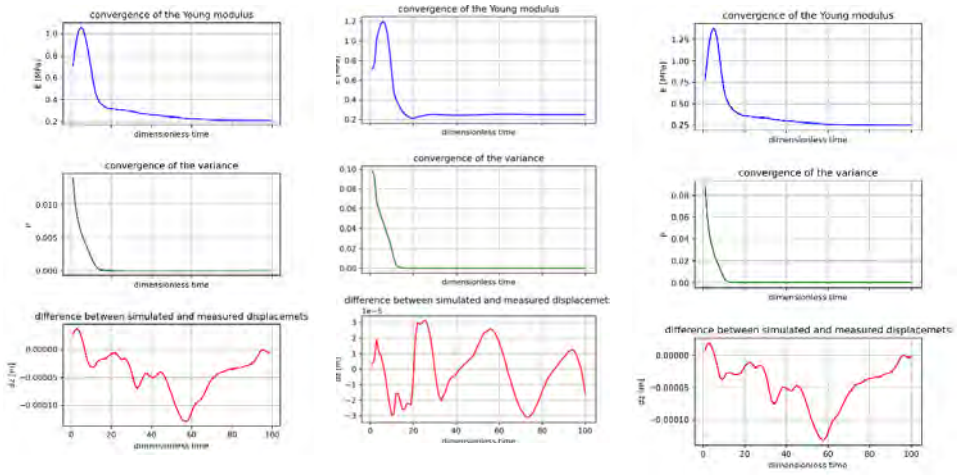


Rysunek 3. Lewy panel: zmiany równoważnej średnicy wewnętrznej tętnicy szyjnej w czasie. Wielkość uśrednioną przedstawia linia przerywana ze znacznikami okrągłymi. Prawy panel: zmiany ciśnienia krwi w tętnicy szyjnej w czasie

Dane wejściowe dla procedury odwrotnej wyznaczania zastępczego modułu Younga zostały zorganizowane w postaci listy sparowanych wartości: średnic tętnicy i odpowiadających im ciśnień krwi, mierzonych w tych samych momentach czasowych. Ponieważ średnice i ciśnienia rejestrowano niezależnie i w różnych momentach czasowych, listę tę utworzono poprzez przybliżenie obu wielkości za pomocą interpolacji splajnami sześciennymi, a następnie próbkowanie powstałych funkcji przy użyciu stałego, równego dla obu zależności, bezwymiarowego kroku czasowego wynoszącego 0,01 cyklu serca. W obu przypadkach, tj. dla średnicy i ciśnienia, interpolacji dokonano za pomocą funkcji InterpolatedUnivariateSpline z biblioteki SciPy w języku Python [8].

6. Wyniki

Badaniami klinicznymi objęto grupę 8 zdrowych ochotników. Rysunek 4 przedstawia wyniki dla wybranego ochotnika.

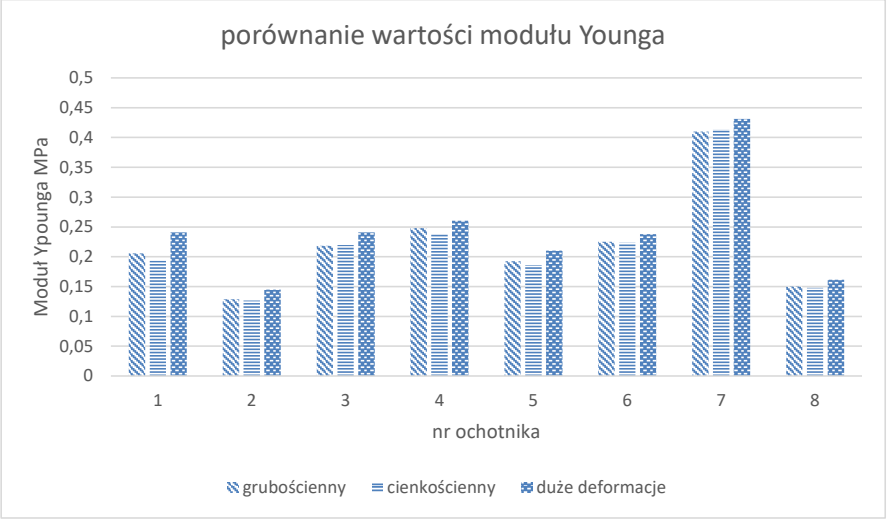


Rysunek 4 Wyniki dla wybranego ochotnika. Lewy panel: model analityczny rury grubościennej. Środkowy panel: model analityczny rury cienkościennej. Prawy panel: model dużych odkształceń, materiał neo-Hookowski, rozwiązanie metodą elementów skończonych.

W Tablicy 1 podano wyniki dla całej grupy ochotników

Ochotnik	Wiek	Płeć	Model grubościenny		Model cienkościenny		Model numeryczny	
			moduł. Younga MPa	Kowariancja $MPa^2 \cdot 10^{-6}$	moduł. Younga MPa	Kowariancja $MPa^2 \cdot 10^{-6}$	moduł. Younga MPa	Koariancja $MPa^2 \cdot 10^{-6}$
1	30	K	0.2055	5.92	0.1931	7.58	0.2407	6.28
2	40	K	0.1286	1.53	0.1267	2.08	0.1448	1.46
3	28	M	0.2182	5.32	0.2196	7.80	0.2407	6.39
4	33	K	0.2480	18.4	0.2379	26.4	0.2604	19.9
5	39	M	0.1925	4.66	0.1859	6.60	0.2104	5.09
6	29	M	0.2252	4.32	0.2236	6.91	0.2380	4.48
7	51	M	0.4100	10.25	0.4136	27.8	0.4313	12.0
8	33	K	0.1501	4.49	0.1478	5.50	0.1613	4.75

Rysunek 5 przedstawia porównanie otrzymanych wartości modułu Younga dla wszystkich badanych osób



Rysunek 5 Porównanie wartości zastępczego modułu Younga dla całej grupy uczestników badania

7. Analiza wrażliwości

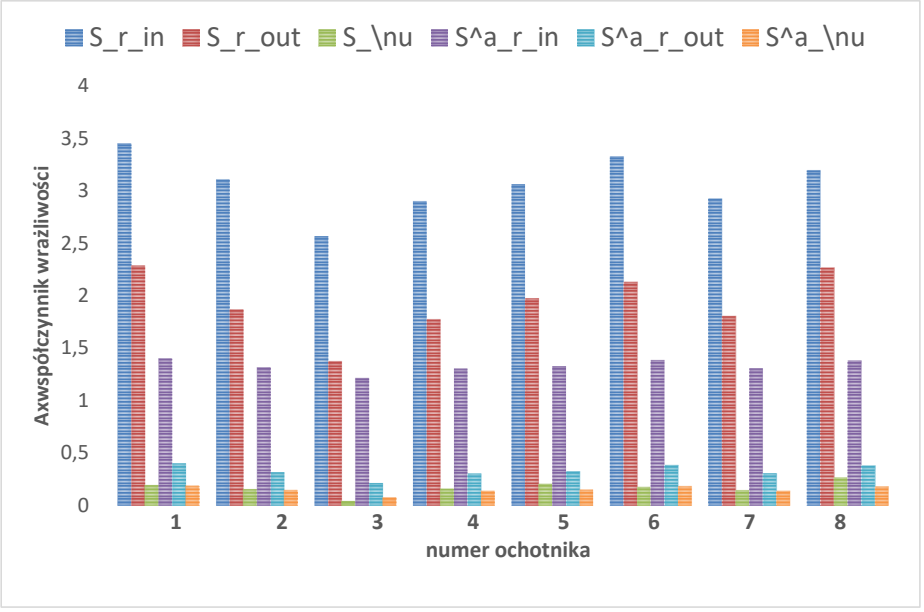
Pomiary kliniczne zawierają błędy wynikające z niedoskonałego sprzętu i uśredniania wyników kilku nieregularnych cykli pracy serca. Model matematyczny zakłada, że tętnica jest idealnym wydrążonym cylindrem o stałej grubości ścianki, podczas gdy w rzeczywistości ścianki tętnicy mają kształt nieregularny. Aby określić ilościowo, w jaki sposób błędy parametrów wpływają na szacowany moduł Younga, obliczono współczynniki wrażliwości w odniesieniu do pierwotnie zmierzonych wielkości, koncentrując się na stosunku Poissona oraz promieniach: wewnętrznym i zewnętrznym. Bezwymiarowy współczynnik wrażliwości S_x modułu Younga E względem zmiennej x zdefiniowano jako

$$S_x = \frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{x}{E} \approx \frac{\frac{\Delta E}{E}}{\frac{\Delta x}{x}}, \tag{3}$$

gdzie ΔE oznacza zmianę modułu Younga w wyniku przyrostu wartości parametru x od x do $x + \Delta x$. Współczynniki klasyczne (*a priori*) są wyprowadzane z modelu za pomocą pochodnych cząstkowych lub różnic skończonych i nie wykorzystują danych pomiarowych [9], natomiast metody *a posteriori* [10,11] wyznaczają współczynniki wrażliwości z procesu, w którym następuje asymilacja danych pomiarowych, jak ma to miejsce w przypadku zastosowania filtru Kalmana.

We wszystkich obliczeniach wrażliwości wykorzystano grubościenny model analityczny, którego wyniki były zbliżone do najbardziej wiarygodnych wyników uzyskanych metodą numeryczną, przy znacznie niższych kosztach obliczeniowych. Do analizy *a priori* współczynniki uzyskano z wyrażeń w formie zamkniętej, różniczkując równanie (1). Współczynniki oparte na filtrze Kalmana – (*a posteriori)* obliczono za pomocą ilorazów różnicowych, stosując przyrosty każdego z promieni w stanie rozkurczowym i liczby Poissona 1%

Rysunek 6 przedstawia porównanie współczynników wrażliwości *a priori* i *a posteriori* dla wszystkich uczestników badania.



Rysunek 6 Wartości współczynników wrażliwości. Oznaczenia: S_r_in, S_r_out S_\nu współczynniki *a priori* odpowiednio ze względu na promień wewnętrzny, zewnętrzny i liczbę Poissona. S^a_r_in, S^a_r_out S^a_\nu, współczynniki *a posteriori* (z asymilacją danych)

8. Wnioski

Rozszerzony filtr Kalmana wykazuje stabilne zachowanie przy szacowaniu lokalnego, zastępczego modułu Younga, co potwierdzono przy użyciu syntetycznie wygenerowanych obciążonych stochastycznie danych.

Dla wszystkich rozważanych modeli tętnic rozszerzony filtr Kalmana wykazuje szybką zbieżność.

Model numeryczny oparty na teorii dużych odkształceń i opisie konstytutywnym neo-Hookowskim daje, jako model oparty na najmniejszej liczbie założeń upraszczających, najbardziej wiarygodne wyniki. W porównaniu z nim model cienkościenny daje nieco mniej dokładne wyniki niż model analityczny, grubościenny.

Ponieważ zidentyfikowany moduł Younga działa jako efektywny (zastępczy) parametr, który nie uwzględnia wprost ani wielowarstwowej architektury ściany tętnicy, ani anizotropii materiału ścianki**,** nie jest uzasadnione stosowanie bardzo szczegółowych modeli strukturalnych i złożonych praw konstytutywnych [12]. Zamiast tego preferuje się prostą formułę analityczną (1).

Analiza wrażliwości w odniesieniu do promienia wewnętrznego, zewnętrznego i współczynnika Poissona pokazuje, że:

- Wszystkie trzy parametry mają istotny wpływ na odpowiedź modelu.
- Asymilacja danych znacznie osłabia wrażliwość modelu zarówno na średnicę wewnętrzną, jak i zewnętrzną, podkreślając w ten sposób stabilizujący wpływ pomiarów i zmniejszony wpływ niepewności geometrycznych na identyfikację parametrów.
- Wyniki wskazują na stosunkowo niższą wrażliwość na współczynnik Poissona i trudną do zmierzenia średnicę zewnętrzną oraz na wyższą wrażliwość na średnicę wewnętrzną.

Podziękowania

Badania zostały częściowo sfinansowane w ramach projektu Narodowego Centrum Nauki *ENTHRAL - Nieinwazyjna ocena in vivo sztywności ścian tętnic ludzkich* w ramach grantu nr UMO-2019/34/H/ST8/00624 finansowanego przez Norweski Mechanizm Finansowy na lata 2014-2021 oraz częściowo przez Fundusz Badań Własnych Wydziału Inżynierii Środowiska i Energetyki Politechniki Śląskiej

Bibliografia

[1] M. J. Herzog, P. Müller, K. Lechner, M. Stiebler, P. Arndt, M. Kunz, D. Ahrens, A. Schmeißer, S. Schreiber, R. C. Braun-Dullaeus (2025), Arterial stiffness and vascular aging: mechanisms, prevention, and therapy, *Signal transduction and targeted therapy* 10 (1) p 282

[2] J. A. Chirinos, P. Segers, T. Hughes, R. Townsend, (2019) Large-artery stiffness in health and disease: Jacc state-of-the-art review, *Journal of the American College of Cardiology* 74 (9) 1237–1263

[3] M. E. Safar, R. Asmar, A. Benetos, J. Blacher, P. Boutouyrie, P. Lacolley S. Laurent, G. London, B. Pannier, A. Protogerou, et al., (2018) Interaction between hypertension and arterial stiffness: an expert reappraisal, *Hypertension* 72 (4) 796–805.

[4] W. Jeff, A. Gerard, Febio software (2025), https://www.febio.org/, access: 15.05.2026.

[5] M. Mesek (2025), The noninvasive technique of determining local stiffness of human arteries, https://repolis.bg.polsl.pl/dlibra/publication/90276/edition/80471595, praca doktorska, Politechnika Śląska.
[6] S. Timoshenko, J. N. Goodier (1970), *Theory of elasticity*, McGraw-Hill.
[7] D. Simon (2006), O*ptimal state estimation: Kalman, H infinity, and nonlinear approaches*, John Wiley & Sons
[8] P. Virtanen, et al., (2020) SciPy 1.0: Fundamental algorithms for scientific computing in Python, *Nature Methods,* 17, 261–272.
[9] X. Wu, K. Shirvan, T. Kozlowski (2019), Demonstration of the relationship between sensitivity and identifiability for inverse uncertainty quantification, *Journal of computational physics* 396, 12–30
[10] G. Evensen (2009), *Data assimilation: the ensemble Kalman filter*, Springer
[11] H. Saxton, T. Schenkel, I. Halliday, X. Xu (2023), Personalised parameter estimation of the cardiovascular system: Leveraging data assimilation and sensitivity analysis, *Journal of Computational Science* 74, 102158.
[12] G. A. Holzapfel, J. A. Niestrawska, R. W. Ogden, A. J. Reinisch, A. J. Schriefl (2015), Modelling non-symmetric collagen fibre dispersion in arterial walls, *Journal of the Royal Society Interface* 12 (106) 20150188

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_4

Badania dyfuzyjności cieplnej metodą LFA z zastosowaniem różnych modeli wymiany ciepła

RAFAŁ GAŁEK, JOANNA WILK

Politechnika Rzeszowska, Wydział Budowy Maszyn i Lotnictwa
al. Powstańców Warszawy 12, 35-029 Rzeszów
e-mail: joanwilk@prz.edu.pl

Słowa kluczowe: dyfuzyjność cieplna, laserowa metoda impulsowa, model Parkera, model Cape-Lehman, rozszerzalność cieplna

W niniejszej pracy zaprezentowano wyniki badań dyfuzyjności cieplnej - dla dwóch materiałów przemysłowych. Badane materiały to stopy: Inconel 625 oraz aluminium 7075 – materiały o znacznej różnicy w wartości dyfuzyjności cieplnej. Pomiary dyfuzyjności wykonano przy użyciu metody błysku laserowego (LFA – laser flash analysis), która to metoda jest obecnie powszechnie wykorzystywana w aparaturze komercyjnej do badań dyfuzyjności cieplnej różnego rodzaju ciał stałych w szerokim zakresie temperatur. Badania stopów przeprowadzono w zakresie od temperatury otoczenia do temperatury bliskiej temperaturze topnienia danego materiału. Wartości dyfuzyjności cieplnej zostały określone za pomocą dwóch modeli nieustalonej wymiany ciepła zaimplementowanych w oprogramowaniu NETZSCH Proteus użytym do analizy wyników pomiarów eksperymentalnych. Oprogramowanie NETZSCH Proteus stanowiło wyposażenie wykorzystanego do badań aparatu LFA 427 firmy NETZSCH. Pierwszy zastosowany model to model Parkera, w którym dyfuzyjność cieplna wyznaczana jest na podstawie grubości próbki badanego materiału oraz czasu, po którym temperatura próbki osiągnie połowę wartości maksymalnej. Drugi zastosowany model to złożony model „Cape-Lehman + pulse correction" uwzględniający straty ciepła do otoczenia oraz efekt skończonej długości impulsu laserowego. W modelu złożonym wartość dyfuzyjności cieplnej odtwarzana jest na drodze dopasowania odpowiednich parametrów modelu do zarejestrowanej eksperymentalnie zależności temperatury badanej próbki od czasu. Jest to zagadnienie optymalizacji rozwiązywane metodami nieliniowej regresji. W określeniu dyfuzyjności cieplnej wzięto również pod uwagę wpływ rozszerzalności cieplnej badanych materiałów. W efekcie uzyskano cztery serie wyników badań: z wykorzystaniem modelu Parkera bez uwzględnienia rozszerzalności cieplnej, z wykorzystaniem modelu Parkera z uwzględnieniem rozszerzalności cieplnej, z wykorzystaniem modelu „Cape-Lehman + pulse correction" bez uwzględnienia rozszerzalności oraz modelu „Cape-Lehman + pulse correction" z uwzględnieniem rozszerzalności cieplnej. Uzyskane wyniki przeanalizowano ze względu na różnice w wartościach dyfuzyjności cieplnej badanych materiałów. Określono wpływ temperatury oraz specyfiki danego modelu wymiany ciepła na wartość dyfuzyjności cieplnej, również w kontekście innych właściwości termofizycznych danego materiału – jego efektywności wymiany ciepła na drodze przewodzenia.

Wstęp

Do wyznaczania dyfuzyjności cieplnej stosuje się różne metody pomiarowe. Dostępna komercyjna aparatura umożliwia jej pomiar technikami wykorzystującymi rozwiązania równań opisujących procesy nieustalonego przewodzenia ciepła: metodą gorącego drutu [1, 2] lub klasyczną metodą błysku laserowego LFA [3, 4]. Inna metoda oparta na stanie nieustalonym wykorzystuje przejściowy model termiczny punktowego impulsu cieplnego z podwójnym termistorem [5]. Z kolei opisane w literaturze niekonwencjonalne systemy pomiarowe do wyznaczania dyfuzyjności cieplnej oparte są na złożonych metodach odwrotnych [6, 7, 8]. Inne niekonwencjonalne metody przydatne w identyfikacji dyfuzyjności cieplnej to metody quasi-ustalone oparte na technice Angstroma, które mogą być stosowane do pomiarów dyfuzyjności cieplnej cienkich materiałów [9, 10], a także polimerów i kompozytów [11], czy też metody z wykorzystaniem stanu uporządkowanego [12, 13, 14] stosowane m.in. w badaniach materiałów do druku 3D.

Klasyczna metoda błysku laserowego nazywana również laserową metodą impulsową (LFA – laser flash analysis) jest obecnie najpowszechniej stosowaną metodą wykorzystywaną w aparaturze komercyjnej do badań dyfuzyjności w szerokim zakresie temperatur. Oprogramowanie takich aparatów zawiera modele wymiany ciepła, na bazie których, na podstawie przebiegu zmienności temperatury próbki oraz jej grubości, wyznaczana jest wartość dyfuzyjności cieplnej próbki materiału poddanej działaniu impulsu laserowego. Impuls laserowy absorbowany jest na jednej z powierzchni próbki badanego materiału mającej najczęściej kształt płaskiego dysku. Wynikający z działania impulsu laserowego przyrost temperatury w czasie rejestrowany jest na powierzchni przeciwległej za pomocą bezstykowego czujnika temperatury. Laserowa metoda impulsowa cechuje się dużą szybkością pomiaru, a także szerokim zakresem mierzalnych wartości dyfuzyjności, który obejmuje takie materiały jak: metale, stopy, ceramikę, materiały kompozytowe, polimery i inne. Metoda LFA jest uważana za jedną z najdokładniejszych technik do pomiaru dyfuzyjności cieplnej – parametru niezbędnego w opisie i badaniach zjawisk nieustalonego przewodzenia ciepła. Metoda ta jest również powszechnie stosowana w sposób pośredni do badań współczynnika przewodzenia ciepła.

W niniejszej pracy wykorzystano klasyczną metodę LFA w badaniach dyfuzyjności cieplnej stopu Inconel 625 oraz aluminium lotniczego 7075. Inconel 625 to szeroko stosowany w przemyśle stop niklowo-chromowy charakteryzujący się wysoką wytrzymałością i odpornością na korozję. Znajduje zastosowanie w częściach silników odrzutowych, układach wydechowych, a także innych elementach konstrukcyjnych odpornych na wysokie temperatury. Stop aluminium 7075 to również materiał powszechnie stosowany w przemyśle ze względu na swoją wytrzymałość i doskonałą odporność na zmęczenie. Materiał ten jest używany m.in. w takich elementach jak: skrzydła i kadłuby samolotów, łopaty wirników śmigłowców, czy też części silników. Znajomość dyfuzyjności cieplnej tychże materiałów, szczególnie w podwyższonych temperaturach, stanowi niezbędny element w badaniach prowadzonych w zakresie inżynierii materiałowej i mechanicznej.

W prezentowanych badaniach wykorzystano dwa modele wymiany ciepła: model Parkera oraz model Cape-Lehman, a także przeanalizowano wpływ rozszerzalności cieplnej materiałów na uzyskane wyniki.

1. Modele wymiany ciepła w badaniach dyfuzyjności cieplnej

1.1. Model Parkera

W podstawowym, uproszczonym modelu wyznaczenie wartości dyfuzyjności cieplnej oparte jest na rozwiązaniu zagadnienia nieustalonego jednowymiarowego przewodzenia ciepła z pominięciem strat ciepła do otoczenia [15]

$$T(x,t) = \frac{1}{L}\int_0^L T(x,0)dx + \frac{2}{L}\sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-n^2\pi^2 at}{L^2}\right)\cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)\int_0^L T(x,0)\cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)dx \quad . \tag{1}$$

Przy dodatkowym założeniu, że czas trwania impulsu laserowego jest nieskończenie krótki, a cała jego energia zostaje w chwili t = 0 zaabsorbowana w warstwie próbki o grubości znacznie mniejszej niż całkowita grubość próbki L, powyższą zależność można przekształcić do postaci wyrażającej temperaturę próbki po stronie obserwowanej przez czujnik temperatury ($x = L$):

$$T(L,t) = T_{max}(1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \exp(-n^2\pi^2 \mathrm{Fo})) \tag{2}$$

gdzie T_{max} jest maksymalną wartością przyrostu temperatury. Symbol T oznacza w tej analizie w istocie przyrost temperatury ponad wartość w chwili t=0. Przyrost względny jest funkcją liczby Fo:

$$\frac{T(L,t)}{T_{max}} = 1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \exp(-n^2\pi^2 \mathrm{Fo}) = f(\mathrm{Fo}) \quad . \tag{3}$$

Funkcja f^{-1} odwrotna do funkcji f, dla danej wartości względnego przyrostu temperatury $T(L,t)/T_{\max}$ = 0,5, daje możliwość wyznaczenia liczby Fouriera odpowiadającej temu przyrostowi:

$$f^{-1}(0{,}5) = \mathrm{Fo}_{0,5} = \frac{at_{0,5}}{L^2} \quad , \tag{4}$$

gdzie $t_{0,5}$ to czas, po którym wartość sygnału czujnika temperatury osiągnie połowę wartości przyrostu maksymalnego. Wartość szukanej dyfuzyjności cieplnej określić można więc jako:

$$a = f^{-1}(0{,}5)\frac{L^2}{t_{0,5}} \quad . \tag{5}$$

Postać analityczna funkcji f^{-1} nie jest znana. Jej wartość dla zadanego argumentu jest wyznaczana za pomocą metod numerycznych. Dla $T(L,t)/T_{\max}$ = 0,5 jest to wartość równa 0,1388.
Przedstawione powyżej rozumowanie zaprezentowane zostało po raz pierwszy w [16] i znane jest jako model Parkera. Ze względu na przyjęte w nim uproszczenia, stosowane aktualnie metody pomiarowe wykorzystują do określenia dyfuzyjności cieplnej bardziej złożone modele, które mają za zadanie w szczególności uwzględnienie wpływu mechanizmów pominiętych w modelu Parkera, takich jak: straty ciepła do otoczenia (zarówno z powierzchni czołowych, jak i bocznych powierzchni próbki), skończona długość impulsu laserowego, a nawet transport energii cieplnej wewnątrz próbki na drodze promieniowania, co jest istotne w przypadku materiałów częściowo transparentnych dla promieniowania cieplnego.

1.2. Model „Cape-Lehman + pulse correction”

Zaprezentowany poniżej model matematyczny wykorzystywany do określenia dyfuzyjności cieplnej metodą LFA opiera się na modelu teoretycznym opracowanym przez Cape'a i Lehmana [17] dla próbki cylindrycznej, uwzględniającym czołowe i promieniowe straty ciepła. Zarówno straty ciepła z powierzchni próbki od strony działania lasera jak i od strony czujnika temperatury, a także straty z powierzchni bocznej są w tym przypadku traktowane jako straty wynikające z wymiany ciepła przez promieniowanie. Rozważane zagadnienie jest dwuwymiarowe osiowosymetryczne, zaś jego rozwiązanie musi opisywać zależność pola temperatury od współrzędnej promieniowej *r*. Rozpatrywany model uwzględnia również efekt skończonej długości impulsu laserowego. Równanie opisujące rozkład temperatury na powierzchni czołowej próbki badanego materiału (od strony czujnika temperatury) $T(L,r,t)$ jest postaci [18]

$$T(L,r,t) = T_{max} \sum_{n=0}^{\infty} C_n X_n \sum_{i=0}^{\infty} D_i(r,Y_r) \int_0^t W(\tau) \cdot \exp\left[\frac{\omega_{i,n}(t-\tau)}{t_c}\right] d\tau \ . \tag{6}$$

Powyższe równanie stanowi formę rozwiązania problemu dwuwymiarowego nieustalonego przewodzenia ciepła we współrzędnych cylindrycznych.

Występujące w równaniu wielkości to odpowiednio:

- T_{max} – maksymalny przyrost temperatury próbki przy danych parametrach impulsu i braku strat ciepła - odpowiada wartości T_{max} w modelu Parkera.
- $C_n X_n$ – wyrażenie uwzględniające straty ciepła przez promieniowanie z powierzchni czołowej, iloczyn $C_n X_n$ jest funkcją

  $$C_n X_n = f(Y_x) \ . \tag{7}$$

  W zależności funkcyjnej (8) wielkość Y_x jest definiowana jako liczba Biota dla powierzchni czołowej rozpatrywanej cylindrycznej próbki. Wielkość X_n wyraża dodatnie pierwiastki odpowiedniego równania charakterystycznego [17].
- $D_i(r,Y_r)$ – wyrażenie uwzględniające straty ciepła przez promieniowanie z powierzchni bocznej rozpatrywanej cylindrycznej próbki. Jest to zależność funkcyjna zawierająca funkcje Bessela. Wielkość Y_r jest definiowana jako liczba Biota dla powierzchni bocznej. Jest ona postaci
- $W(\tau)$ – zależność funkcyjna opisująca kształt impulsu laserowego, gdzie τ jest pomocniczą zmienną o wymiarze czasu.
- $\omega_{i,n}$ – złożona funkcja wyrażająca zależność od wymiarów próbki oraz liczb Biota określonych dla powierzchni czołowej i bocznej dla danego wyrazu szeregu (*i, n*).
- t_c – charakterystyczny czas potrzebny do rozprzestrzenienia się impulsu ciepła w próbce o grubości *L*, wyraża go równanie:

  $$t_c = \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \frac{1}{a} \quad . \tag{8}$$

Jak widać z powyższego opisu, w modelu „Cape-Lehman + pulse correction”, wyznaczenie dyfuzyjności cieplnej wymaga zastosowania szeregu procedur numerycznych koniecznych w opracowaniu rozwiązania problemu dwuwymiarowego nieustalonego przewodzenia ciepła. W modelu tym wartość dyfuzyjności cieplnej charakteryzująca próbkę jest odtwarzana na drodze dopasowania parametrów modelu do zarejestrowanej eksperymentalnie zależności temperatury od czasu. Odbywa się to z zastosowaniem metod regresji nieliniowej.

2. Wyznaczanie dyfuzyjności cieplnej metodą LFA

2.1. Badania eksperymentalne

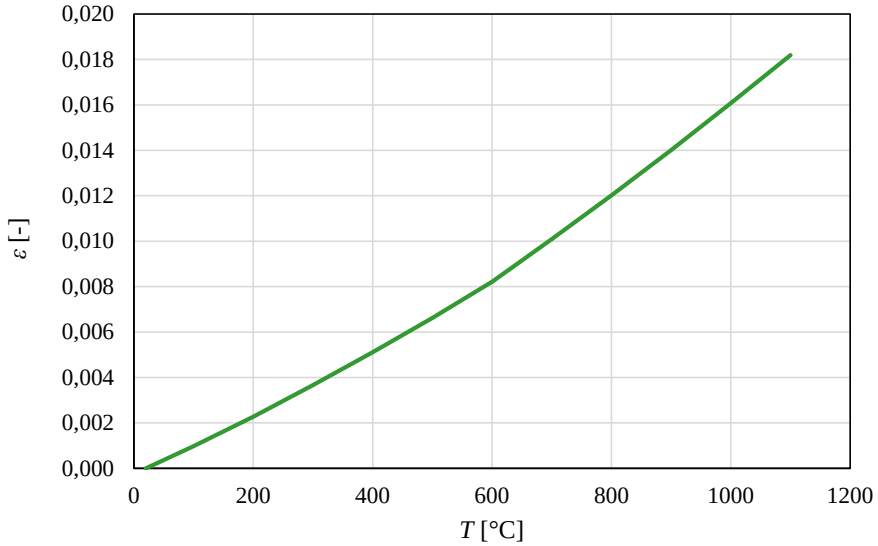
Pomiary dyfuzyjności cieplnej przeprowadzono przy użyciu aparatu LFA 427 firmy NETZSCH. Przebadano materiały: Inconel 625 – stop niklowo-chromowy wzmocniony molibdenem oraz aluminium lotnicze 7075 – stop aluminium oparty na cynku z dodatkiem magnezu i miedzi.
Badana próbka Inconelu 625 miała grubość 1,92 mm natomiast grubość próbki aluminium 7075 była równa 3,47mm. Grubości próbek zostały dobrane tak, aby spełnić wymagania normatywne. Norma ASTM E1461-13 [19] zaleca dobór grubości próbki badanego materiału w taki sposób, aby wartość czasu $t_{0,5}$ mieściła się w przedziale 10-1000 milisekund. Z kolei wg normy ISO 22007-4 [20] czas $t_{0,5}$ ma być przynajmniej stukrotnie dłuższy niż czas trwania impulsu laserowego.
W celu zminimalizowania wpływu skończonej (tj. niezerowej) długości impulsu laserowego na wynik pomiaru, zaleca się, aby długość impulsu była znacznie krótsza niż czas reakcji próbki. W niniejszej pracy długość impulsu podczas pomiarów Inconelu 625 wynosiła 1 milisekundę, natomiast dla aluminium 7075 była to wartość 0.5 milisekundy. Zastosowanie o połowę krótszej długości impulsu laserowego dla stopu aluminium lotniczego 7075 wynikało z oczekiwanej wysokiej dyfuzyjności cieplnej, a co za tym idzie, krótkiego czasu reakcji. Przed pomiarem, na każdą z powierzchni czołowych próbek, nałożono pojedynczą warstwę grafitu. Miało to na celu zapewnienie wysokiej absorpcyjności powierzchni po stronie impulsu laserowego oraz wysokiej emisyjności po stronie działania czujnika temperatury. Pomiary przeprowadzono w zakresie temperatur 20 – 1000°C dla Inconelu. Dla aluminium 7075 zakres ten obejmował temperatury 20 – 400°C. Dla zapewnienia atmosfery obojętnej komora pomiarowa aparatu LFA była przepłukiwana azotem.

2.2. Rozszerzalność cieplna

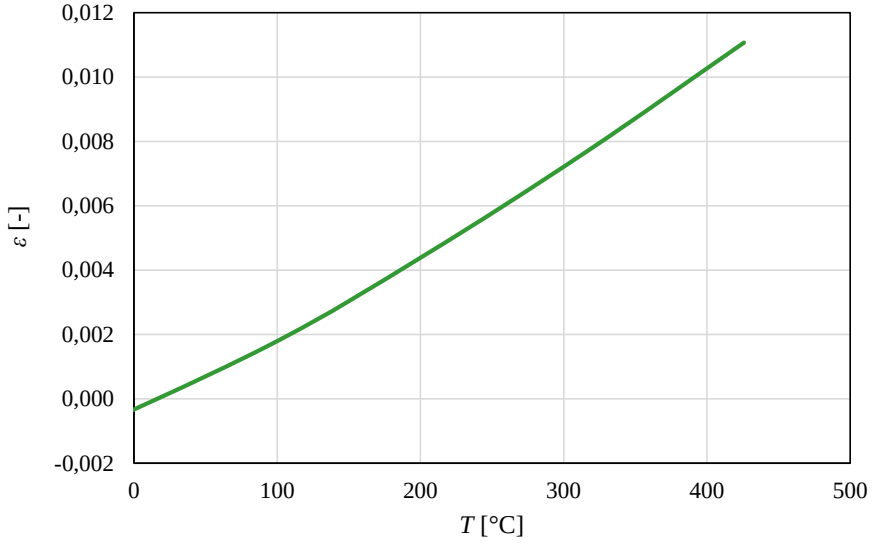
W badaniach dyfuzyjności cieplnej metodą LFA wymagana jest znajomość grubości próbki materiału L. Pomiar L jest wykonywany zazwyczaj w temperaturze otoczenia. W związku z tym, koniecznym jest uwzględnienie zmiany L wraz z temperaturą. Zjawisko to opisać można za pomocą wartości odkształcenia cieplnego danego jako:

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L_0} = \frac{L - L_0}{L_0}, \tag{9}$$

gdzie L jest wymiarem liniowym ciała w danej temperaturze – w rozpatrywanym przypadku jest to grubość próbki materiału, L_0 jest wymiarem liniowym ciała w temperaturze odniesienia.
W prezentowanej pracy grubość L była mierzona w temperaturze 20°C. Zmianę L wraz z temperaturą uwzględniono na podstawie danych literaturowych [21, 22] uzyskanych z badań dylatometrycznych. Zależność ε od temperatury dla przedstawiają Rysunki 1 i 2. Korektę obejmującą wprowadzenie rozszerzalności cieplnej materiału wykonano w oprogramowaniu NETZSCH Proteus, zarówno w przypadku modelu Parkera jak i modelu „Cape-Lehman + pulse correction”.



Rysunek 1. Odkształcenie cieplne stopu Inconel 625, na podstawie [22]



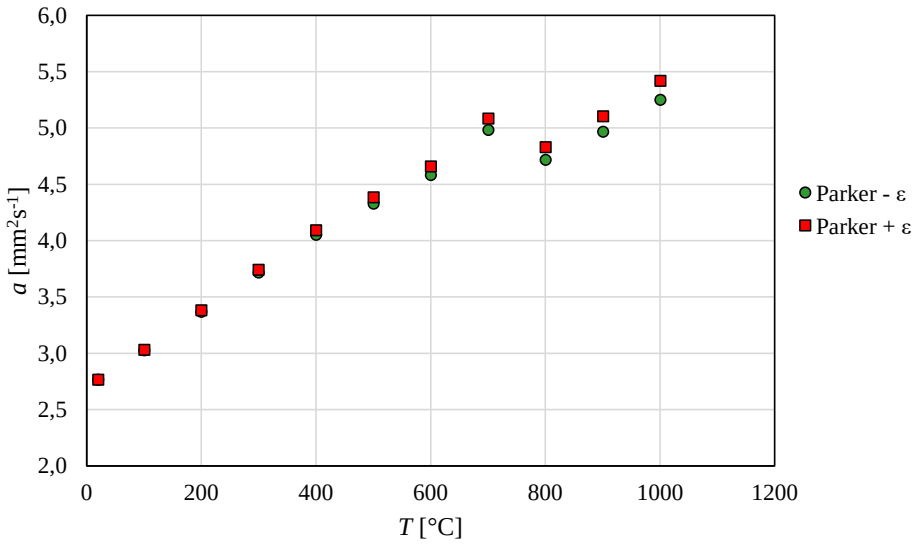
Rysunek 2. Odkształcenie cieplne stopu aluminium 7075, na podstawie [21]

2.3. Wyniki badań i dyskusja

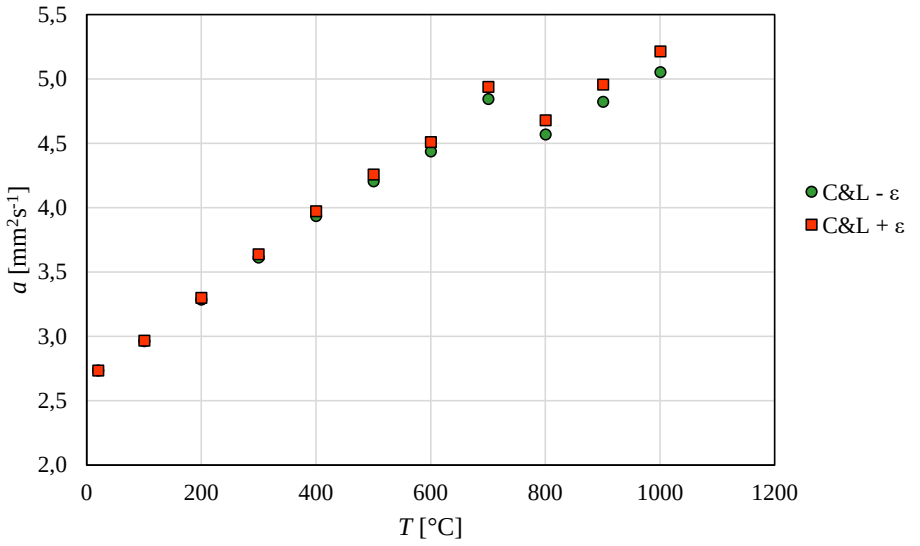
Wyniki badań dyfuzyjności cieplnej w zależności od temperatury, rozszerzalności cieplnej oraz zastosowanego modelu wymiany ciepła zaprezentowano na odpowiednich wykresach – Rysunki 3–6. Wykresy na Rysunkach 3 i 5 prezentują wartości dyfuzyjności cieplnej stopu Inconel 625 oraz aluminium lotniczego 7075 w funkcji temperatury, otrzymane z analizy wyników pomiarów metodą błysku laserowego przy zastosowaniu prostego modelu Parkera oraz złożonego modelu „Cape-Lehman + pulse correction". W przypadkach obu użytych modeli porównano otrzymane w programie Proteus wartości dyfuzyjności cieplnej obejmujące oraz nieobejmujące korekty ze względu na rozszerzalność cieplną badanych materiałów. Kolejne wykresy ukazane na Rysunkach 4 oraz 6 przedstawiają porównanie wartości dyfuzyjności cieplnej, otrzymanych przy użyciu rozpatrywanych modeli: Parkera i „Cape-Lehman + pulse correction" z uwzględnieniem rozszerzalności cieplnej.

Analizując ogólny przebieg zależności dyfuzyjności cieplnej od temperatury, zaobserwować można, że w przypadku aluminium 7075 wartość dyfuzyjności rośnie aż do maksimum przypadającego w zakresie 200-300°C, a następnie spada wraz z dalszym wzrostem *T*. W przypadku Inconelu 625, który wykazuje mniejszą efektywność wymiany ciepła na drodze przewodzenia (niższe wartości dyfuzyjności cieplnej), obserwuje się wzrost wartości *a*, następnie spadek i kolejny wzrost wraz z temperaturą, co potwierdzają dane literaturowe [23]. W przypadku obu testowanych materiałów maksymalna temperatura badań była niższa od temperatury topnienia.

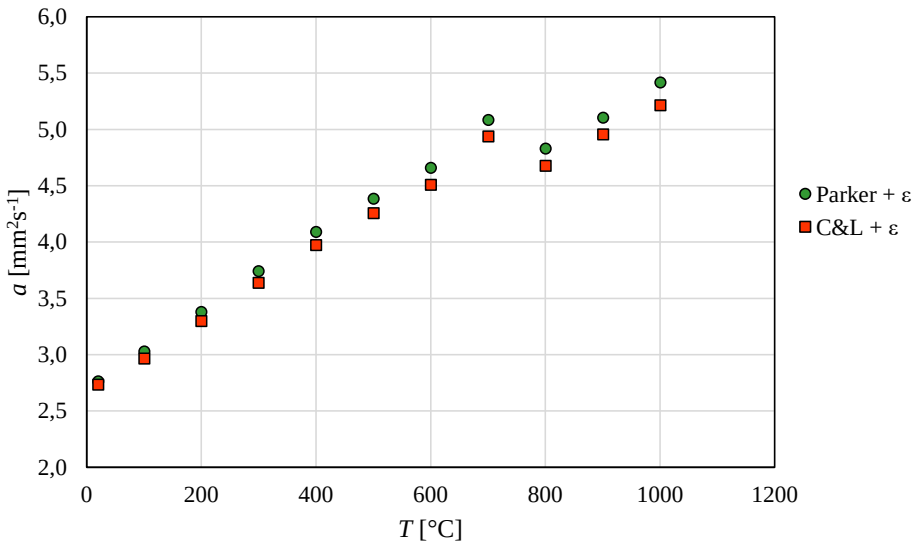
a)



b)



Rysunek 3. Dyfuzyjność cieplna stopu Inconel 625 w zależności od uwzględnienia odkształcenia cieplnego ε z zastosowaniem modelu: a) Parkera, b) „Cape-Lehman + pulse correction” (C&L)

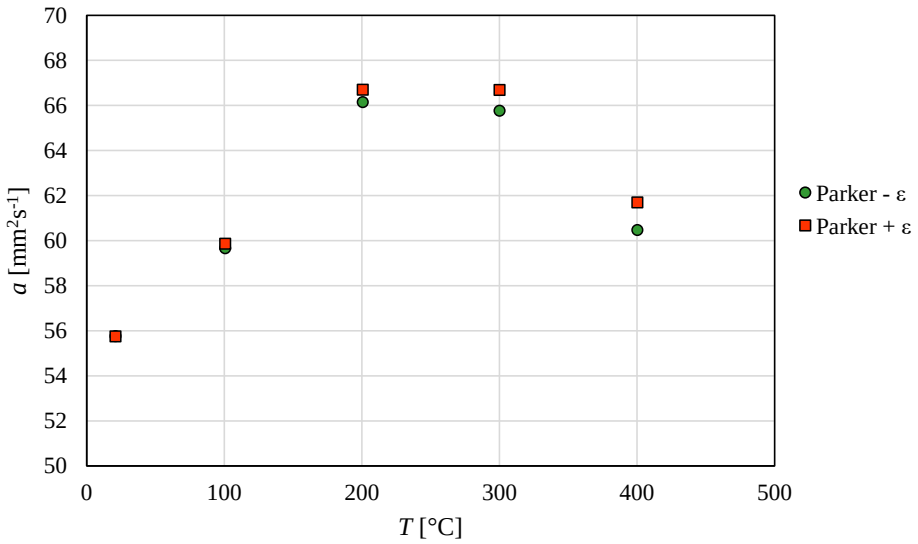


Rysunek 4. Dyfuzyjność cieplna stopu Inconel 625 z uwzględnieniem odkształcenia cieplnego w zależności od zastosowanego modelu wymiany ciepła

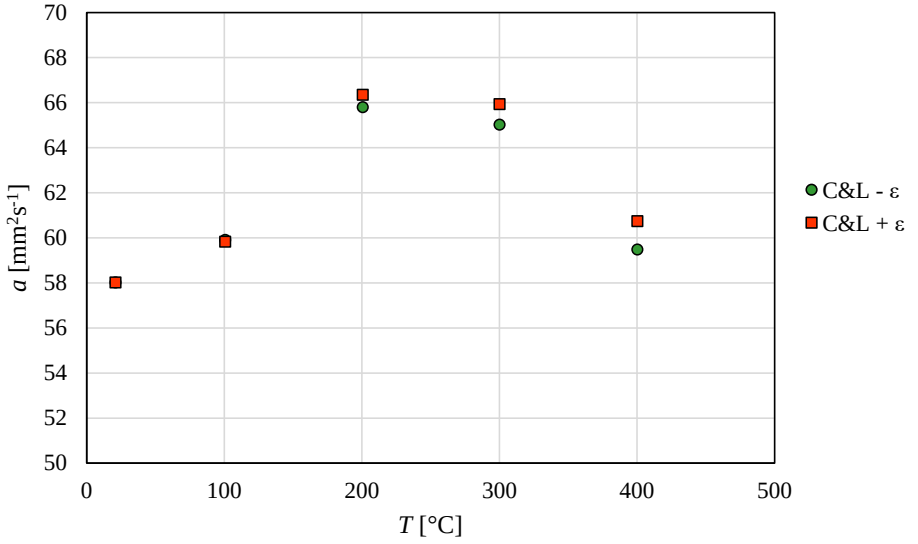
Zgodnie z oczekiwaniami dla obu badanych stopów i obu analizowanych modeli zaobserwować można, że wpływ uwzględnienia odkształcenia cieplnego na wartość dyfuzyjności jest silniejszy w wyższych temperaturach niż w niższych. Uwzględnienie zjawiska rozszerzalności cieplnej skutkuje otrzymaniem jako wynik wyższych wartości dyfuzyjności cieplnej niż w przypadku jego pominięcia. W modelu Parkera wynika to bezpośrednio z równania (6), gdzie wynikowa wartość dyfuzyjności jest wprost proporcjonalna do kwadratu grubości próbki. W modelu „Cape-Lehman + pulse correction" wpływ wymiarów próbki na wynik jest bardziej złożony, lecz również i tutaj obserwuje się, że zwiększenie wymiarów na skutek rozszerzalności cieplnej daje rezultat w postaci wyższych wartości *a.*

Maksymalne względne różnice pomiędzy wartościami dyfuzyjności cieplnej uzyskanymi z uwzględnieniem i bez uwzględnienia rozszerzalności cieplnej wynosiły 3.1% dla Inconelu 625 i 2% dla aluminium 7075. Kolejne porównanie dotyczy wartości dyfuzyjności cieplnej otrzymanych w programie Proteus z uwzględnieniem korekty ze względu na rozszerzalność cieplną, z wykorzystaniem modelu Parkera oraz modelu „Cape-Lehman + pulse correction". Jak widać na Rysunku 4, dla Inconelu 625 charakteryzującego się niższymi wartościami *a*, w całym rozpatrywanym zakresie temperatur wartości dyfuzyjności otrzymane z modelu „Cape-Lehman + pulse correction" są mniejsze niż te otrzymane z modelu Parkera. Różnice w wartościach *a* spowodowane przede wszystkim uwzględnieniem strat ciepła, rosną wraz z temperaturą osiągając maksymalną wartość 4%. W przypadku aluminium lotniczego 7075 (Rysunek 6) podobnie widoczna jest tendencja wzrostu wraz z temperaturą różnicy pomiędzy wartościami *a* otrzymanymi z rozpatrywanych modeli.

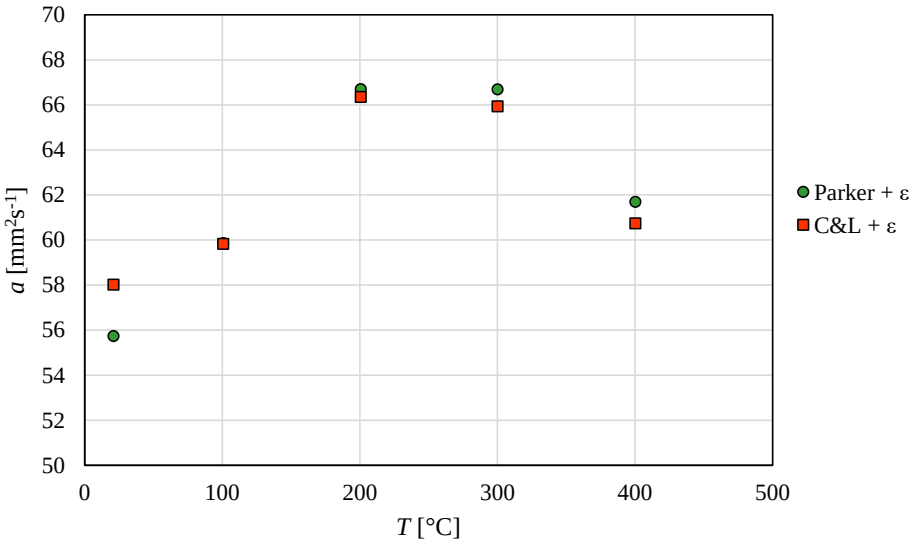
a)



b)



Rysunek 5. Dyfuzyjność cieplna aluminium 7075 w zależności od uwzględnienia odkształcenia cieplnego ε z zastosowaniem modelu: a) Parkera, b) „Cape-Lehman + pulse correction” (C&L)



Rysunek 6. Dyfuzyjność cieplna stopu aluminium 7075 z uwzględnieniem odkształcenia cieplnego w zależności od zastosowanego modelu wymiany ciepła

Są to jednak mniejsze różnice – maksymalnie 1,6% przy najwyższej wartości temperatury. Drugi czynnik wpływający na różnice w otrzymanych wynikach to uwzględnienie skończonej długości impulsu laserowego w zastosowanym złożonym modelu. Ma to szczególne znaczenia dla materiałów o dużej dyfuzyjności cieplnej, w przypadku niniejszych badań dotyczy to stopu aluminium. Dla takich materiałów długość impulsu może stanowić znaczącą część długości czasu połowicznego w modelu Parkera, co będzie miało wpływ na uzyskaną wartość dyfuzyjności. Przeciwdziałanie takiej sytuacji polegać może na skróceniu długości impulsu, co powoduje jednak zmniejszenie dostarczonej do próbki energii, a tym samym zmniejszenie przyrostu temperatury. W warunkach niskiego przyrostu temperatury stosunek wartości szumu termicznego czujnika do wartości właściwego sygnału jest wysoki, co skutkuje obniżeniem dokładności otrzymanych wyników. Jeżeli skrócenie impulsu jest niemożliwe, wpływ jego skończonej długości na wynik zminimalizować można wydłużając czas połowiczny poprzez zwiększenie grubości próbki. W tym wypadku ryzyko polega jednak na wydłużeniu czasu całego eksperymentu, co jeszcze bardziej oddala go od warunków adiabatycznych i w coraz większym zakresie uzależnia poprawność wyniku od zastosowanego modelu korekcji ze względu na starty ciepła.

Problem szumu termicznego czujnika manifestuje się szczególnie w eksperymentach przy niższych wartościach temperatury. Czujnik temperatury w aparacie LFA działa na zasadzie reakcji na promieniowanie. W niskich temperaturach sygnał doprowadzony do czujnika, zależny od czwartej potęgi temperatury, będzie miał dużo mniejszą wartość niż w przypadku wysokich temperatur. W związku z tym względny wpływ szumu termicznego na końcowy wynik będzie większy. W niniejszych badaniach dla aluminium 7075 w temperaturze 20°C widoczna jest znacząca różnica w dyfuzyjności cieplnej otrzymanej z modelu Parkera w porównaniu z modelem „Cape-Lehman + pulse correction”. Sygnał docierający do czujnika w 20°C miał stosunkowo niską wartość, tym samym stosunek szumu

termicznego do poziomu sygnału był wyższy niż przy pozostałych (wyższych) temperaturach, co z kolei mogło przyczynić się do różnicy w uzyskanych wynikach końcowych.

Określenie wartości niepewności pomiarowej w przypadku stosowania aparatury komercyjnej stanowi często problem, ze względu na fakt, że jej producenci rzadko podają składowe wartości niepewności poszczególnych elementów układu pomiarowego (np. niepewność samego czujnika temperatury, czy niepewność pomiaru czasu w przypadku LFA) ograniczając się do podania pojedynczej wartości dokładności względnej wyrażonej w procentach dla całego zakresu temperaturowego aparatury. W rzeczywistości znacznie bardziej słusznym założeniem jest, że w niższych temperaturach dominować będą wyraźnie inne źródła niepewności niż w temperaturach wyższych. Na przykład w pobliżu temperatury otoczenia szum termiczny bezstykowego czujnika temperatury aparatu LFA jest znacznie większy w stosunku do sygnału niż w wyższych temperaturach. W zakresach temperatur, w których wysoka jest zmienność wartości dyfuzyjności cieplnej z temperaturą istotnym źródłem niepewności pomiarowej jest z kolei niepewność pomiaru temperatury komory aparatu. Z uwagi na fakt, że przy zastosowaniu modelu „Cape-Lehman + pulse correction" wynik pomiaru w postaci wartości dyfuzyjności cieplnej określany jest na podstawie stosunkowo złożonej procedury wieloparametrowej regresji nieliniowej, praktycznie niemożliwe jest zastosowanie tradycyjnych metod analizy propagacji niepewności pomiarowej dla wielkości złożonych, np. metody różniczki zupełnej. Nie można określić w sposób jawny wzoru na pochodną cząstkową z całości algorytmu regresji. W tej sytuacji powszechną praktyką w literaturze dotyczącej pomiarów metodą LFA jest podawanie nie niepewności pomiaru a dokładności aparatury według danych producenta [24]. Dla użytego w niniejszej pracy aparatu NETZSCH LFA 427 specyfikacja podaje dokładność pomiaru wartości dyfuzyjności cieplnej na poziomie ±3%. W związku z tym, można by z jednej strony twierdzić, że różnice w otrzymanych wynikach mieszczą się w zakresie podanej dokładności. Z drugiej jednak strony, dla obu rozpatrywanych modeli dane wejściowe stanowiły ten sam przebieg temperatury w czasie oraz grubość próbki, zatem różnice w otrzymanych wartościach dyfuzyjności cieplnej wynikały wyłącznie z przyjętego do analizy modelu wymiany ciepła. Założyć należy, że podawana przez producenta aparatury wartość dokładności uwzględnia niepewność samego modelu, jednak niemożliwe jest określenie za jaką część podawanej wartości 3% odpowiada model (który w niniejszej pracy przyjmował różne warianty), a za jaką odpowiadają niepewności składowe wielkości mierzonych bezpośrednio (głównie temperatury i czasu), które dla obu wariantów były jednakowe. Nie można zatem z całą pewnością stwierdzić, że obserwowane różnice wyników pomiędzy modelami są rezultatem wyłącznie niepewności pomiaru.

Podsumowanie

W przedstawionej pracy zaprezentowano wyniki badań dyfuzyjności cieplnej Inconelu 625 oraz aluminium lotniczego 7075 w wybranym zakresie temperatur. Pomiary wykonano przy użyciu metody błysku laserowego z zastosowaniem aparatu LFA 427 firmy NETZSCH. Wartości dyfuzyjności zostały określone za pomocą dwóch modeli nieustalonej wymiany ciepła: prostego modelu Parkera oraz złożonego modelu „Cape-Lehman + pulse correction". Uwzględniono również wpływ rozszerzalności cieplnej badanych materiałów na wartość dyfuzyjności. Wyniki badań przeanalizowano ze względu na otrzymane różnice. Określono wpływ temperatury oraz specyfiki danego modelu wymiany ciepła na wielkość dyfuzyjności cieplnej.

Nomenklatura

a	dyfuzyjność cieplna (m^2/s)
i, n	numeratory wyrazów szeregu (-)
Fo	liczba Fouriera, Fo = at/L^2
k	współczynnik przewodzenia ciepła (W/(mK))
L	grubość próbki (m)
r	współrzędna promieniowa (m)
t	czas (s)
T	temperatura (K, ^oC)
x	współrzędna (m)
ε	odkształcenie cieplne (-)

Bibliografia

[1] Zhang, X., Hendro, W., Fujii, M., Tomimura, T., Imaishi, N. (2002). Measurements of Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Polymer Melts with the Short-Hot-Wire Method. *International Journal of Thermophysics, 23 (4),* 1077-1090.

[2] Hu, R., Ma, A., Wang, Y. (2018). Transient hot wire measures thermophysical properties of organic foam thermal insulation materials. *Experimental Thermal and Fluid Science, 98,* 674-682.

[3] Parker, W. J., Jenkins, R.J., Butler, C.P., Abbott, G.L. (1961). Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity. *Journal of Applied Physics 32, No 9,* 1679-1684.

[4] Bocchini, G.F., Bovesecchi, G., Coppa, P. et al. (2016). Thermal Diffusivity of Sintered Steels with Flash Method at Ambient Temperature*. Int. J. Thermophys. 37: 38* .

[5] Zhang, H., He, L., Cheng, S., Zhai, Z., Gao, D. (2003). A dual-thermistor probe for absolute measurement of thermal diffusivity and thermal conductivity by the heat pulse method. *Measurement Science and Technology, 14,* 1396-1401.

[6] Kruczek, T., Adamczyk, W.P., Białecki, R.A. (2013). In Situ Measurement of Thermal Diffusivity in Anisotropic Media*. International Journal of Thermophysics, 34,* 467-485.

[7] Potenza, M., Coppa, P., Corasaniti, S., Bovesecchi, G. (2021). Numerical Simulation of Thermal Diffusivity Measurements with the Laser-Flash Method to Evaluate the Effective Property of Composite Materials. *Journal of Heat Transfer, 143,* 072102-1.

[8] Adamczyk, W., Białecki, R., Orlande, H.R.B., Ostrowski, Z. (2020). Nondestructive, real time technique for in-plane heat diffusivity measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer, 154 ,* 119659.

[9] Hu, Y., Fisher, T.S. (2020). Accurate Thermal Diffusivity Measurements Using a Modified Ångström's Method With Bayesian Statistics. *Journal of Heat Transfer, 142,* 071401.

[10] Zhu, Y. (2016). Heat-loss modified Angstrom method for simultaneous measurements of thermal diffusivity and conductivity of graphite sheets: The origins of heat loss in Angstrom method. *International Journal of Heat and Mass Transfer, 92,* 784-791.

[11] Nassem, H., Murthy, H. (2019). A simple thermal diffusivity measurement technique for polymers and particulate composites. *International Journal of Heat and Mass Transfer,137,* 968-978.

[12] Wilk, J., Smusz, R., Filip, R. (2023). Experimental investigations on thermal diffusivity of heterogeneous materials*. Experimental Thermal and Fluid Science, 144,* 110868.

[13] Panas, A.,J., Sypek, J. (2006). Validation of the Thermal Diffusivity from Modified Monotonic Heating Regime procedure. *International Journal of Thermophysics, Vol. 27, No. 6*, 1844-1858.

[14] Markowicz. M., Gałek, R., Gil, P., Wilk, J., Korzeniowski, M. (2025). Alternative experimental method in investigations of thermal diffusivity of 3D printing material. *Experimental thermal and Fluid Science, 168,* 111512.
[15] Carslaw, H.S., Jaeger J.C. (1959). *Conduction of Heat in Solids*, Clarendon Press, Oxford.
[16] Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L. (1961). Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity. *Journal of Applied Physics, 32(9),* 1679-1684.
[17] Cape J.A., Lehman G.W. (1963). Temperature and Finite Pulse-Time Effects in the Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity. *Journal of Applied Physics, 34(7),* 1909-1913.
[18] Blumm J., Opfermann J. (2002). Improvement of the mathematical modeling of flash measurements. *High Temperatures - High Pressures, 34,* 515-521.
[19] ASTM E1461-13 – 2022, Standard Test Method for Thermal Diffusivity by the Flash Method.
[20] ISO 22007-4:2024 Plastics – Determination of thermal conductivity and thermal diffusivity, Part 4: Light flash method.
[21] Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E., Desai P.D. (2014). *Thermal Expansion: Metallic Elements and Alloys (Thermophysical Properties of Matter)*, Springer; 1975th edition.
[22] Heugenhauser,S., Kaschnitz, E. (2019). Density and thermal expansion of the nickel-baseed superalloy INCONEL 625 in the solid and liquid states. *High Temperatures-High Pressures, Vol. 48,* 381-393.
[23] Kaschnitz, E., Kaschnitz, L., Heugenhauser, S. (2019). Electrical Resistivity Measured by Milisecond Pulse Heating in Comparison with Thermal Conductivity of the Superalloy Inconel 625 at Elevated Temperature. *International Journal of Thermophysics*, 40:27.
[24] Kim Y., Choi S., Kim Y., Kang C., Hong S. (2023). Changes in thermal properties of 7075 aluminium alloy by aging heat treatment. *Materials Science and Technology, 39 (10),* 1208-1213.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_5

Behavior of a Hydrogen Flame under High-Pressure Conditions in a Carbon Dioxide-Enriched Atmosphere

JAKUB MULARSKI[1], HALINA PAWLAK-KRUCZEK[1], PIOTR BOJARSKI[1], MICHAŁ CZEREP[1], MATEUSZ KOWAL[1], DARIUSZ PYKA[1], ARTUR POZARLIK[2], SYLWIA OLES[2]

[1]Wrocław University of Science and Technology, Faculty of Mechanical and Power Engineering, Wrocław, Poland
[2]University of Twente, The Netherlands

Keywords: hydrogen oxy-combustion; elevated pressure; CO_2 dilution; supercritical CO_2; flame stability; CFD; combustor thermal load

Hydrogen oxy-combustion in a carbon dioxide-enriched atmosphere was investigated under elevated-pressure conditions using a compact closed high-pressure combustor equipped with a multi-jet injector. The burner contained twelve alternating fuel and oxidizer jets, producing distributed micro-diffusion flames and enabling stable ignition over a wide range of hydrogen flow rates and oxidizer excess ratios. In contrast to previous open, atmospheric-pressure validation tests, where the 10-50 bar range referred to reactant inlet pressures while the chamber remained at 1 bar, the present study was performed in a closed pressure-controlled chamber; therefore, the investigated 1-80 bar range corresponds to the actual combustion chamber pressure. Experimental and numerical investigations were carried out mainly for an oxidizer excess ratio of approximately 1.26 and for thermal loads ranging from 10 to 42 kW. The effect of pressure on flame shape, temperature distribution, combustion stability, and combustion completeness was analyzed. Increasing pressure caused the high-temperature region to move toward the burner and resulted in a more compact flame structure. At reduced thermal load, buoyancy effects became more visible because lower jet momentum increased the sensitivity of the flame to combustor orientation. Carbon dioxide dilution reduced flame temperature and shortened flame length, while CO2 wall cooling enabled safe high-pressure operation. The results confirm stable hydrogen oxy-combustion in CO2-rich conditions and support the development of compact direct-fired combustors for supercritical CO2 power systems.

1. Introduction

The transition toward low-emission power generation requires technologies that can provide high thermodynamic efficiency while avoiding direct carbon emissions from combustion. Renewable electricity is rapidly expanding, but dispatchable high-temperature systems are still required in many power and industrial applications. Direct-fired supercritical carbon dioxide (sCO2) cycles and hydrogen combustion have therefore attracted attention as candidate routes for compact, high-efficiency and low-emission energy conversion [2-4,8,14,15].

Hydrogen oxy-combustion is especially relevant for direct-fired supercritical carbon dioxide power cycles. In such systems, oxygen/carbon dioxide is used instead of air and a large recycled CO2 stream acts as the working fluid, diluent, and heat carrier. The concept is closely related to Allam-cycle power generation, where oxy-fuel combustion, high-pressure CO2 recycling, and inherent carbon capture are combined within a compact cycle architecture [2,3,5,6]. The use of CO2 as the dominant diluent strongly changes the combustion environment. Carbon dioxide has a high heat capacity and therefore reduces the flame temperature by thermal dilution. This effect can be beneficial for controlling

turbine-inlet temperature and wall heat flux, but it also changes ignition, flame speed, reaction pathways, and burnout behavior [9,12,17,18].

The density difference between hydrogen and CO2-rich oxidizer streams adds another practical difficulty. Hydrogen is much lighter than oxygen and carbon dioxide, so excellent uniform homogeneous mixing cannot be assumed even in a small chamber. Local mixing controls ignition, flame anchoring, and the development of micro-diffusion flames at the injector outlet [1,7,10]. Pressure changes this balance further. Increasing pressure raises gas density, modifies jet momentum, changes turbulent mixing length scales, and accelerates many chemical processes. At comparable mass flow rates, higher gas density can reduce characteristic velocities while increasing reaction intensity, so the final flame structure depends on the coupled response of flow, mixing, heat release, and chemical kinetics [9,12,13]. For direct-fired sCO2 systems, the combustor must also satisfy constraints that are less visible in fundamental flame studies. The chamber has to withstand high pressure, maintain sealing integrity, protect instrumentation, and deliver gases to a back-pressure regulation system without exceeding material or safety limits. These requirements make cooling design and flame compactness as important as chemical conversion itself [4-6,16]. The present work investigates hydrogen oxy-combustion under elevated pressure in an oxidizer atmosphere containing oxygen and carbon dioxide. Experiments and numerical simulations were performed using a compact high-pressure combustor with a twelve-jet injector developed for CO2-rich oxy-combustion conditions. The same general injector and chamber concept was previously validated in an open, atmospheric-pressure configuration, where the chamber pressure was maintained at 1 bar and the investigated 10-50 bar range referred only to reactant inlet pressures [1]. In contrast, the present study was carried out in a closed, pressure-controlled combustor, so the pressure range of 1-80 bar refers to the actual pressure inside the combustion chamber.

This experimental campaign forms part of the HERMES research activity devoted to renewable-fuel combustion under supercritical and CO2-rich conditions. It complements related work on hydrogen-fueled direct-fired transcritical CO2 power-cycle performance [8], numerical optimization of hydrogen supercritical oxy-combustion in gas-turbine combustors [14], and the assessment of global and detailed chemical kinetics for hydrogen combustion with supercritical CO2 and argon diluents [15]. A key feature of the facility was the use of CO_2 both as a diluent in the oxidizer stream and as a cooling medium. The wall-cooling CO_2 was supplied through channels surrounding the chamber and introduced tangentially near the burner region. This approach is consistent with the requirements of a CO_2-based power cycle, because the cooling medium belongs to the same process fluid system. The cooled and tangentially injected CO_2 protected the chamber walls, contributed to flame stabilization, and altered the final dilution level in the reacting flow.

The main objective was to determine how elevated pressure affects flame shape, temperature distribution, combustion stability, and indicators of combustion completeness. Particular attention was paid to the shift of the high-temperature region, the shortening of the flame with increasing pressure, and the behavior of the combustor at reduced thermal load. The work also examined the role of CO_2 dilution and cooling in maintaining acceptable wall and exhaust-gas temperatures. These issues are essential for scale-up, because a combustor that is stable only in a narrow range of conditions is insufficient for reliable integration into a future power cycle. Numerical simulations were used alongside the experiments to interpret the full temperature and flow fields. Point measurements inside a high-pressure combustor provide important information but cannot resolve the spatial structure of the flame, especially near the injector where temperature gradients are steep. CFD therefore provides a necessary link between measured temperatures, observed flame stability, and local distributions of velocity, temperature, and species [1,14,15,19].

The novelty of the study lies in combining a pressure-capable experimental combustor, a multi-jet hydrogen/oxidizer injector, CO_2-based wall cooling, and numerical analysis across both nominal and reduced thermal loads. The results provide insight into flame behavior under conditions relevant to direct hydrogen oxy-combustion in CO_2-rich environments, including operation approaching or exceeding the supercritical pressure range of carbon dioxide. The study therefore contributes to the design of compact and stable combustors for future hydrogen-fired sCO_2 systems.

2. Materials and Methods

2.1. Combustion facility and chamber design

The experiments were performed in a custom-designed high-pressure combustion facility intended for hydrogen oxy-combustion in oxygen-carbon dioxide environments. The test rig consisted of a gas preparation and supply system, hydrogen burner, compact pressure-resistant combustion chamber, CO2 cooling loop, outlet cooling section, back-pressure regulation system, exhaust line, and data acquisition system. The general facility concept followed the previously validated combustor arrangement [1].

The combustion chamber was manufactured from AISI 321H stainless steel. The selection of this material was driven by the combined requirements of high-temperature resistance, pressure strength, and compatibility with repeated thermal loading. The chamber was designed for operation under high-pressure conditions and was verified structurally for safe operation before the experimental campaign [1].

The burner was mounted along the central axis of the chamber. The combustor head contained twelve injection holes of 2 mm diameter arranged in two concentric rings. Hydrogen and oxidizer streams were supplied alternately through these openings. The oxidizer was composed of oxygen and carbon dioxide, and the alternating jet arrangement was selected to enhance near-nozzle mixing and create distributed micro-diffusion flames [1].

The chamber wall was cooled using CO2. The cooling stream flowed through channels around the combustor and was introduced tangentially along the inner wall near the burner region through multiple injection holes. The tangential injection promoted swirl and helped organize the near-wall flow, while simultaneously reducing wall temperature and contributing to dilution of the reacting mixture [1].

The main elements of the combustion chamber, outlet cooling tube, and instrumented high-pressure test stand are shown in Figure 1.

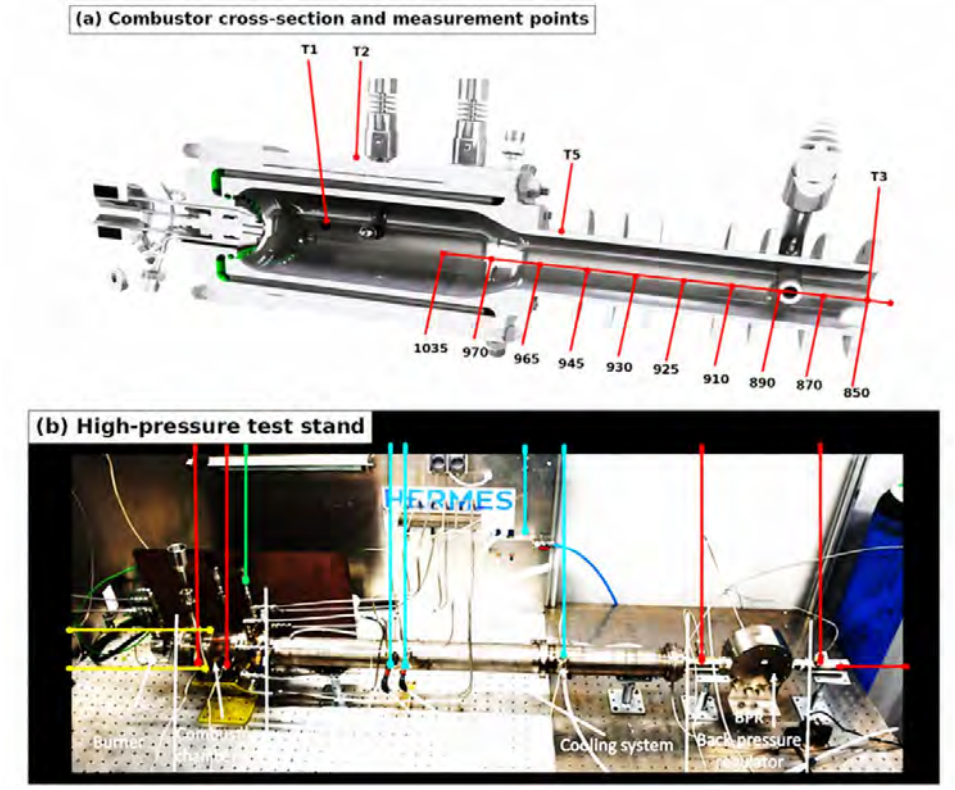


Figure 1. Combustion chamber, measurement arrangement, and high-pressure test stand used for hydrogen oxy-combustion experiments. Main combustor geometry adapted from the previously validated setup [1].

2.2. Operating conditions

Two principal thermal-load ranges were investigated in the closed pressure-controlled chamber. The nominal high-load condition corresponded to approximately 42 kW and was used to evaluate design-point combustor performance. A reduced thermal load of approximately 10 kW was applied to assess operation under lower jet momentum and to reduce the risk of overheating during initial elevated-pressure tests. In the present configuration, pressure denotes the measured combustion chamber pressure, not only the upstream reactant supply pressure.

The main high-pressure campaign was performed at an oxygen excess ratio of approximately 1.26. Additional tests covered oxygen excess ratios in the range of approximately 1.1-1.3, depending on the operating point and available gas flow conditions. The pressure range considered for the principal comparison covered 10, 20, 30, 40, and 50 bar. Additional tests and simulations were extended toward 80 bar to examine behavior under supercritical CO_2-relevant conditions.

Table 1. Representative operating conditions used in the elevated-pressure hydrogen oxy-combustion study.

Operating mode	Thermal load	Pressure range	H_2 flow	Oxidizer flow	Cooling CO_2 flow
Nominal high-load operation	ca. 42 kW	10-50 bar; selected cases to 80 bar	0.021 kg/min	O_2+CO_2: ca. 1.0 kg/min; O_2/CO_2 ca. 30/70	1.7 kg/min
Reduced-load operation	ca. 10 kW	10-80 bar	0.005 kg/min	O_2: ca. 0.05 kg/min; CO_2 to burner: ca. 0.16 kg/min	0.38-0.41 kg/min

At the 42 kW operating point, hydrogen was supplied at approximately 0.021 kg/min. The oxidizer stream, composed of oxygen and carbon dioxide, was supplied at approximately 1.0 kg/min in high-pressure simulations and facility operation, while the CO_2 cooling stream was approximately 1.7 kg/min. At the reduced 10 kW load, hydrogen was supplied at approximately 0.005 kg/min, oxygen at approximately 0.05 kg/min, CO_2 to the burner at approximately 0.16 kg/min, and cooling CO_2 at approximately 0.41 kg/min. In selected numerical cases, the oxidizer stream was represented as an O_2+CO_2 mixture of approximately 0.21 kg/min, with a cooling CO_2 flow rate close to 0.38 kg/min.

The chamber pressure was increased stepwise during the high-pressure experiments from near-atmospheric conditions toward 80 bar. The stepwise procedure allowed the chamber and cooling system to approach stable operating conditions while maintaining safe operation of the downstream back-pressure regulator. Above approximately 70 bar, the CO2 stream entered the supercritical region, which was verified through pressure and temperature monitoring. This pressure-controlled methodology distinguishes the present closed-chamber campaign from the earlier open-chamber validation, where pressure variation was applied at the reactant inlets rather than inside the combustion chamber [1].

Table 2. Representative reduced-load operating points and measured chamber temperature at T1.

Case	Thermal power [kW]	Overpressure [bar]	H_2 [kg/min]	O_2+CO_2 oxidizer [kg/min]	Cooling CO_2 [kg/min]	T1 [°C]
1	8.91	0.1	0.004	0.21	0.49	392
2	9.53	10.2	0.005	0.20	0.37	519
3	10.00	20.4	0.005	0.21	0.38	553
4	10.00	30.6	0.005	0.23	0.38	555
5	10.32	40.2	0.005	0.22	0.39	593
6	10.55	50.5	0.005	0.22	0.41	694
7	10.82	60.5	0.005	0.21	0.42	762
8	9.26	70.7	0.005	0.20	0.41	770
9	7.79	80.7	0.004	0.19	0.34	754

2.3. Temperature, pressure, and flow measurements

The test stand was instrumented with thermocouples, pressure sensors, and mass-flow meters. Temperature measurements were performed at characteristic locations inside the combustor, at the outlet cooling section, upstream and downstream of the back-pressure regulator, and in the CO_2 supply and booster lines. Thermocouples T1 and T2 were used to monitor the thermal field inside

the combustion chamber. The T3 location was placed at the outlet to evaluate the temperature after cooling. Additional thermocouples monitored flue-gas temperature before and after the back-pressure regulator, which was essential for safe operation of the pressure-control system.

The cooling-water and CO_2 systems were also monitored. Cooling-section temperatures were measured at the inlet and outlet of the cooling modules, while CO_2 supply temperatures were recorded to verify the thermodynamic state of CO_2 during elevated-pressure experiments. At pressures above approximately 70 bar, the temperature and pressure conditions were selected to approach or exceed the supercritical region of carbon dioxide. The external chamber surface temperature was monitored for safety and was required to remain below the allowable limit imposed by structural and sealing constraints.

Visible flame behavior was assessed by optical observation where possible. Hydrogen flames have weak luminosity, especially under strong dilution, so visual evaluation was treated as qualitative support rather than the only indicator of combustion behaviour. This limitation is typical for highly diluted hydrogen combustion, where temperature and species fields must be interpreted together with pressure, flow, and stability data [1,10].

2.4. Numerical model

Numerical simulations were performed to resolve the temperature field, velocity distribution, species fields, and the influence of actual chamber pressure and thermal load on flame structure. The computational domain reproduced the main burner and combustion-chamber geometry, including the twelve alternating fuel and oxidizer inlets and the tangential CO2 cooling arrangement. The numerical approach followed the same research line as previous HERMES-related studies on supercritical combustor optimization and chemical-kinetics assessment [14,15], but here it was applied to interpret the closed-chamber pressure campaign.

The injector head and numerical domain used for the simulations are shown in Figure 2.

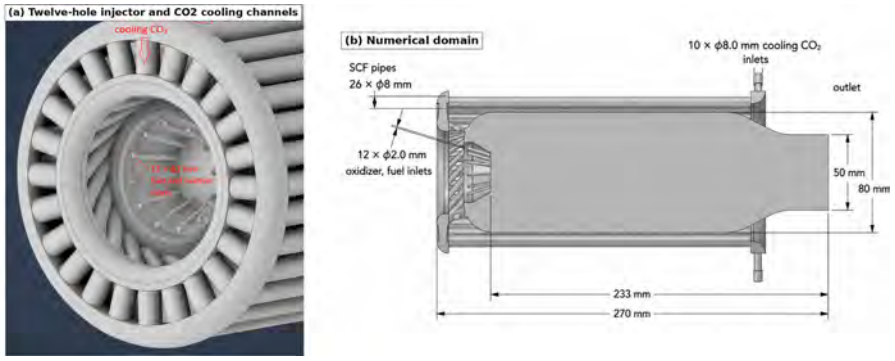


Figure 2. Twelve-hole injector configuration with CO2 cooling channels and the numerical domain of the combustor [1].

The flow was solved using a pressure-based steady-state formulation. Turbulence was represented with the realizable k-epsilon model. Radiative heat transfer was included using the Discrete Ordinates approach, with gas absorption represented by a weighted-sum-of-gray-gases formulation. Combustion was modeled with a global reaction mechanism and the Eddy Dissipation Model, an approach previously assessed for CO2-rich hydrogen oxy-combustion against more detailed chemistry descriptions [1,15,19].

A mesh-independence verification was performed using grids of increasing density. The final mesh contained approximately 1.2 million cells, which provided a compromise between numerical accuracy and computational cost. The selected grid reproduced the injector passages, chamber volume, cooling-related inlets, and outlet region with sufficient quality for resolving the main flame and flow structures [1].

The numerical results were compared with available temperature measurements at characteristic locations. The purpose of the model was not only to reproduce point temperatures but also to explain the spatial redistribution of heat release with pressure, which cannot be fully inferred from thermocouple data alone [1,14,15].

Table 3. Numerical model used for interpretation of hydrogen oxy-combustion under CO_2-rich conditions.

Model element	Applied approach
Solver	Pressure-based, steady-state
Turbulence model	Realizable k-ε
Radiation model	Discrete Ordinates with WSGGM gas absorption
Combustion model	Eddy Dissipation Model
Global reactions	$H_2 + 0.5O_2$ -> H_2O; H_2O -> $H_2 + 0.5O_2$; $CO + 0.5O_2$ -> CO_2; CO_2 -> $CO + 0.5O_2$
Final mesh	ca. 1.2 million cells
Main outputs	Temperature, velocity, H_2O, residual reactants, CO/CO_2 fields, flame position

3. Results and Discussion

3.1. Flame stabilization by the twelve-jet injector

Stable hydrogen oxy-combustion was achieved in the compact combustor using the twelve-jet alternating injector. The injector layout and the associated cooling-channel arrangement are shown in Figure 2, while the complete test stand and measurement locations are shown in Figure 1. The arrangement of hydrogen and oxidizer jets produced several small diffusion flames at the injector outlet. This configuration improved ignition robustness and distributed heat release over several local mixing zones rather than forming a single large diffusion flame [1,7,10].

The combustor maintained stable operation over the operating conditions summarized in Table 1 and Table 2. Flame blow-off was not observed during the high-pressure operating range considered for the principal cases. This stability can be connected with the injector geometry shown in Figure 2, where alternating fuel and oxidizer holes promote short local mixing paths. The stability of the flame under high CO2 concentration is significant because CO2 reduces temperature and can slow reaction rates. The stability results indicate that the combined effects of multi-jet injection, sufficient local mixing, and tangential CO2 flow created favorable conditions for anchoring the flame close to the burner.

The observed flame behavior also confirms that injector design controls the distribution of heat release. This is visible in the temperature fields presented later in Figure 3 and Figure 6, where the high-temperature region remains anchored close to the burner rather than moving deep into the chamber. When the fuel and oxidizer jets are arranged alternately, the local diffusion layers are short and repeatedly distributed across the burner face. This reduces the risk of forming a long unmixed hydrogen jet and allows combustion to start near the injector. The price of this compactness

is a higher thermal load in the burner region, which makes the CO2 cooling system essential rather than optional.

3.2. Pressure influence on flame compactness and temperature distribution at 42 kW

At the nominal thermal load of approximately 42 kW, increasing pressure progressively changed the thermal structure inside the chamber, as shown by the pressure sequence in Figure 3. At lower pressure, especially in the 1 bar case, the high-temperature zone occupied a larger portion of the chamber volume and extended farther downstream from the injector. As pressure increased, the high-temperature region moved toward the burner and became more compact. The flame therefore transitioned from a more distributed structure to a shorter and more localized reaction zone.

The trend visible in Figure 3 can be explained by the coupled effects of density, velocity, residence time, and reaction rate. Higher pressure increases gas density and generally reduces the characteristic velocity for a given mass flow rate. At the same time, reaction rates and third-body effects become more important, particularly in CO2- and H2O-rich environments [9,12,13].

The same tendency was observed in numerical temperature contours and in the interpreted experimental behavior. In Figure 3, the hottest region shifts upstream toward the injector as pressure increases from low-pressure operation toward 80 bar. This shift caused the average temperature of the chamber volume to decrease in the principal 10-50 bar comparison, even though the local peak temperature could increase. Such behavior is physically consistent with a flame that becomes more compact: less chamber volume is filled with high-temperature gases, but the reaction zone itself is more intense.

This result is important for combustor design because Figure 3 shows that pressure does not simply raise the temperature everywhere; instead, it redistributes heat release toward the injector. A compact flame supports small chamber volume and efficient heat transfer to the working fluid, but it also concentrates the thermal load near the injector and wall-cooling region. The acceptable operating window is therefore controlled not only by combustion stability but also by material temperature and cooling-system capacity. A future scale-up should preserve the stabilizing jet interactions while avoiding excessive heat release immediately at the burner face.

The pressure-driven localization of the thermal field at the nominal 42 kW operating condition is illustrated in Figure 3, where the high-temperature zone shortens and becomes increasingly concentrated near the burner as pressure increases.

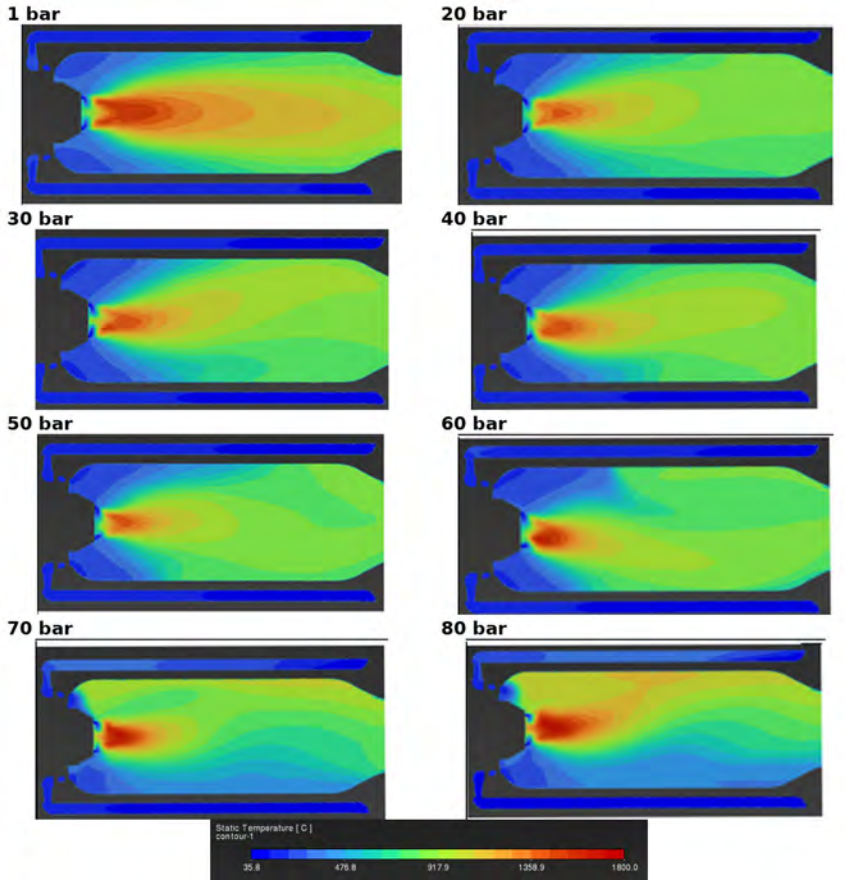


Figure 3. Simulated temperature fields for the 42 kW combustor over the pressure range from 1 to 80 bar.

3.3. Reduced-load operation at 10 kW

Reduced-load tests at approximately 10 kW were performed to evaluate combustor behavior at lower jet momentum. These operating points are listed in Table 2 and the resulting temperature-pressure experimental trend is plotted in Figure 4. The cases are especially informative because they represent a less favorable condition for momentum-controlled mixing. Under reduced thermal load, the hydrogen flow rate and total heat release decrease, while the influence of buoyancy and density-driven transport becomes more visible. The lower-load cases therefore reveal stability margins that are less apparent at the nominal 42 kW point.

The 10 kW operating points showed that the combustor remained stable during pressure increase from low-pressure conditions to the supercritical CO2-relevant range. As shown in Figure 4 and Table 2, the measured chamber temperature at T1 increased from approximately 392°C near atmospheric pressure to approximately 762-770°C at pressures of 60-70 bar. Further increase toward approximately 80 bar did not produce a substantial additional temperature rise, indicating a tendency toward thermal stabilization at elevated pressure. This plateau suggests that pressure-driven changes in flame compactness, heat transfer, and dilution begin to balance further temperature rise.

The measured pressure-temperature response obtained during reduced-load operation is summarized in Figure 4. The figure highlights the rapid rise in chamber temperature between near-atmospheric pressure and approximately 60 bar, followed by a weaker temperature response at higher pressures.

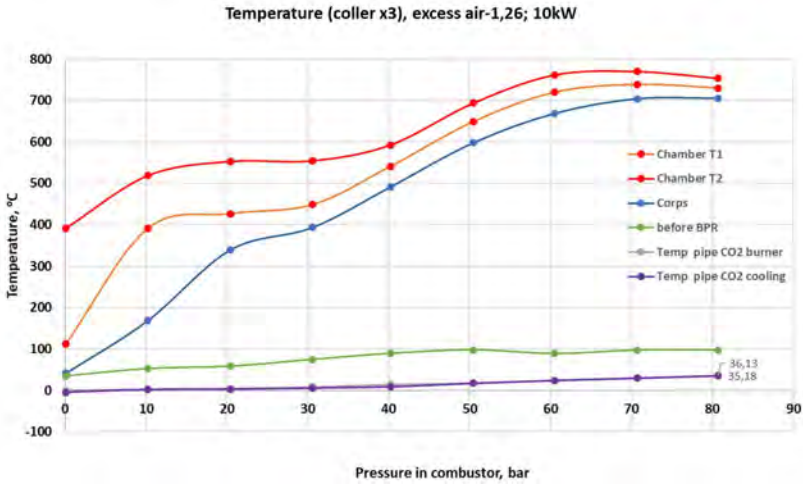


Figure 4. Measured chamber-temperature response as a function of pressure during reduced-load operation.

The reduced-load results also showed a stronger sensitivity to orientation and buoyancy effects, which is directly visible in Figure 5. At 10 kW, jet momentum was lower than in the 42 kW case, so density differences between hot products and colder surrounding gases produced larger departures from an ideal axisymmetric flame. In horizontal orientation, the flame core was displaced upward and the thermal field became asymmetric. In vertical orientation, gravity acted more nearly along the main flow direction, and the temperature field became more symmetric. This comparison indicates that low-load operation is more susceptible to gravity-induced stratification, while higher load increases the dominance of momentum-driven transport.

The influence of combustor orientation and thermal load at 80 bar is summarized in Figure 5. The figure demonstrates that the 10 kW case is more strongly affected by buoyancy, whereas the 42 kW case remains more momentum-controlled.

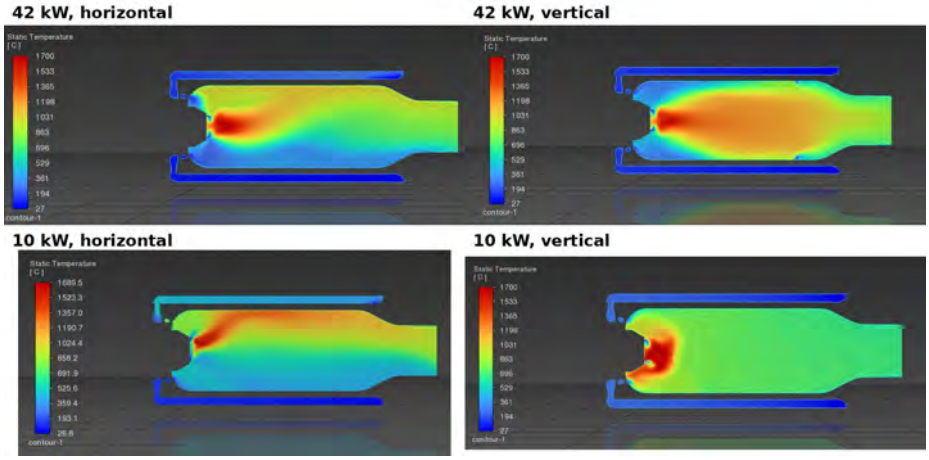


Figure 5. Temperature contours at 80 bar for 42 kW and 10 kW operation in horizontal and vertical combustor orientations.

The practical implication of Figure 5 is that turndown operation should not be treated as a scaled version of nominal operation. Reducing thermal power changes the momentum-to-buoyancy balance and can alter the location and shape of the flame even when the injector geometry is unchanged. Stable operation at 10 kW is therefore a useful indicator of combustor robustness, but it also shows that future control strategies should account for load-dependent flame displacement and wall thermal loading.

Pressure-dependent temperature fields for the reduced-load vertical configuration are shown in Figure 6. Compared with Figure 3, these contours reveal a shorter and more localized high-temperature region at reduced thermal power, with stronger sensitivity to the near-injector region.

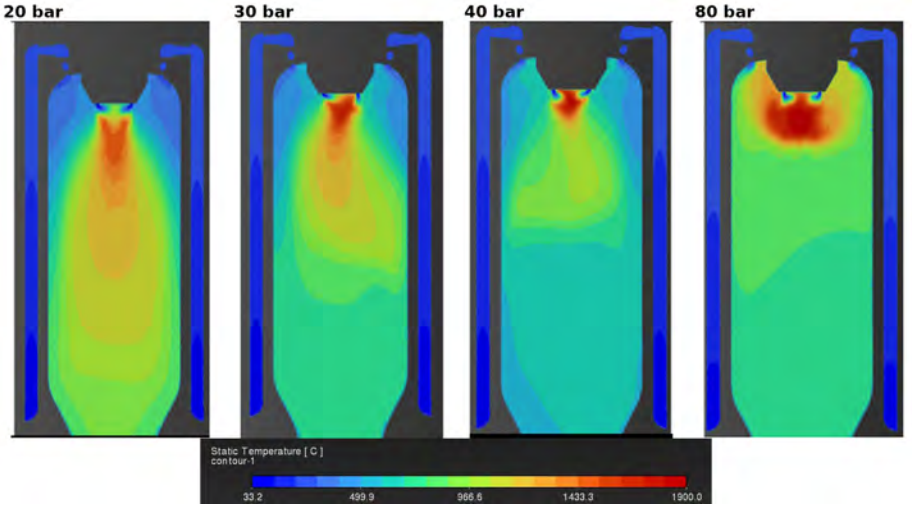


Figure 6. Simulated temperature fields for reduced-load 10 kW operation in the vertical configuration.

3.4. Role of CO_2 dilution and wall cooling

CO2 dilution influenced both flame temperature and flame length. This effect is reflected in the operating conditions summarized in Table 1 and Table 2 and in the compact thermal fields shown in Figure 3 and Figure 6. Increasing the amount of CO2 in the reacting environment reduced the overall flame temperature because of the high heat capacity of carbon dioxide. At lower thermal loads, stronger dilution and lower jet momentum made the flame more compact and more sensitive to local flow organization [12,17,18].

Wall cooling with CO2 was a central part of the combustor design, as indicated by the cooling channels and measurement arrangement shown in Figure 1 and Figure 2. The cooling stream protected the chamber wall and was then introduced tangentially into the chamber, where it contributed to dilution and near-wall flow organization. The approach is well suited to CO2-based cycles because the same fluid can participate in cooling, dilution, and working-fluid circulation. The tangential injection of CO2 also helped organize the flow field near the burner, supporting flame stabilization while limiting direct wall overheating.

The multi-stage exhaust cooling section, visible in the experimental arrangement in Figure 1, reduced the gas temperature before the back-pressure regulation system. This part of the installation is critical during high-pressure operation because pressure-control elements and seals cannot be exposed to excessive flue-gas temperature. Temperature monitoring upstream and downstream of the pressure regulator confirmed the need for active thermal management throughout the full installation, not only inside the visible combustion zone.

The effect of CO2 on combustion completeness is more subtle than in carbon-containing fuel combustion. Hydrogen oxidation ideally produces only water, but CO2-rich combustion can generate CO through thermal dissociation of carbon dioxide at high temperature. This makes product composition and local temperature important when evaluating high-pressure oxy-combustion behavior [12,13,15].

3.5. Comparison of experimental observations and numerical simulations

The numerical simulations reproduced the main qualitative trends observed experimentally. The calculations showed flame anchoring near the injector (Figure 3 and Figure 6), progressive localization of the high-temperature zone with increasing pressure (Figure 3), and the influence of combustor orientation at reduced thermal load (Figure 5). These trends are consistent with previous analyses of the same combustor concept and with broader studies of hydrogen oxy-combustion in CO2-rich environments [1,14,15].

The model also helped explain why point temperature measurements may show non-linear behavior with pressure. A thermocouple records local temperature at a fixed position, while Figure 3 and Figure 6 show that pressure changes can move the flame upstream or alter its radial spreading. As a result, the measured temperature at one location can increase, decrease, or plateau depending on the relative position of the thermocouple and the compact reaction zone. This explains the reduced-load trend in Figure 4, where the chamber temperature increases up to approximately 60-70 bar and then approaches a plateau. Full-field numerical results are therefore essential for interpreting the experimental data in a physically consistent way.

Representative time-resolved signals from the reduced-load pressure-ramp experiment are presented in Figure 7. These data show how gas flow rates, pressure, and chamber temperatures evolved during the stepwise pressure increase.

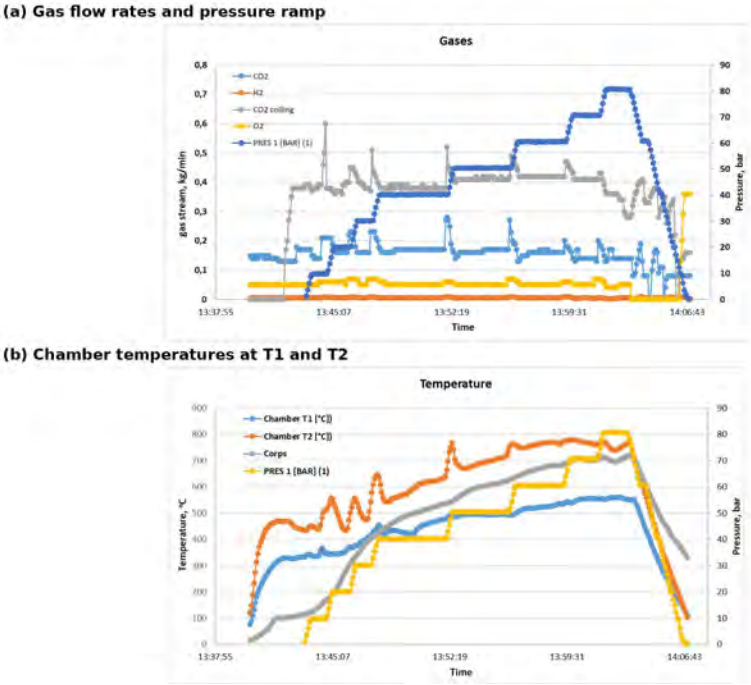


Figure 7. Gas flow rates, pressure ramp, and chamber temperatures recorded during hydrogen combustion tests with stepwise pressure increase.

Quantitative differences between experiments and simulations are expected for this type of combustor. The experimental traces in Figure 7 involve transient heating of the chamber, finite thermocouple response, wall heat losses, pressure variations, and fluctuations in CO2 supply. The numerical model, in contrast, uses simplified turbulence-chemistry interaction and a steady-state formulation, which reduces computational cost but cannot reproduce all transient details [1,15,19].

The numerical results are particularly useful in regions that cannot be measured easily. Near the injector, where Figures 3, 5, and 6 show steep temperature gradients, intrusive probes can disturb the flame. In the outlet and cooling sections, measurements are easier but less directly connected to the primary reaction zone. CFD bridges this gap by providing the spatial distribution of temperature, velocity, and species fields. The model therefore serves as a diagnostic tool rather than merely as a post-processing visualization method.

3.6. Implications for high-pressure hydrogen-fired CO_2 cycles

The results demonstrate that stable hydrogen oxy-combustion can be achieved in a compact closed chamber under CO2-rich elevated-pressure conditions. This conclusion is supported by the stable reduced-load measurements shown in Figure 4 and Figure 7 and by the compact, anchored flame structures shown in Figure 3, Figure 5, and Figure 6. These results support the feasibility of direct hydrogen-fired combustors for future supercritical and transcritical CO2 power cycles, including configurations in which hydrogen combustion is coupled with CO2 recirculation to obtain high cycle efficiency and carbon-free power generation [8].

Figures 3-6 jointly show that increasing pressure makes the flame more compact and shifts heat release toward the burner. This behavior is favorable for compact combustor design but imposes stricter requirements on injector cooling and near-wall thermal protection. Reduced-load operation remains stable but becomes more sensitive to buoyancy and orientation effects, as shown in Figure 5, indicating that load flexibility must be considered during scale-up. A combustor designed only for nominal operation may not behave acceptably during startup, turndown, or transient pressure changes.

For power-cycle integration, the selection of CO2 dilution level is a central design variable. The trends shown in Figure 3, Figure 4, and Figure 6 indicate that dilution and pressure jointly control flame temperature, turbine-inlet temperature, wall heat flux, reaction rate, and combustion completeness. Too little CO2 may produce excessive thermal loading, whereas too much dilution may reduce reactivity and compromise stable operation [4,6,12,17,18].

4. Conclusions

1. Hydrogen oxy-combustion in a CO_2-enriched atmosphere was successfully performed in a compact high-pressure combustor equipped with a twelve-jet alternating injector. The injector produced micro-diffusion flames at the outlet and enabled stable ignition and combustion over a broad range of pressure and thermal-load conditions.

2. At the nominal thermal load of approximately 42 kW, increasing pressure caused the high-temperature region to shift toward the burner and become more compact. The pressure-driven localization of heat release explains why local peak temperature can increase while the average chamber temperature decreases or becomes less spatially distributed.

3. Reduced-load operation at approximately 10 kW remained stable during pressure increase toward the supercritical CO_2-relevant range. The chamber temperature increased from roughly 400°C at near-atmospheric conditions to approximately 750-770°C at elevated pressure and then approached a thermal plateau. This behavior indicates pressure-driven stabilization of the thermal field under the investigated conditions.

4. Lower thermal load increased sensitivity to buoyancy and combustor orientation. At 10 kW, reduced jet momentum allowed stronger density-driven flame displacement, especially in the horizontal configuration. At 42 kW, higher momentum reduced the relative influence of buoyancy and produced a more stable thermal field.

5. CO_2 dilution reduced flame temperature and shortened the flame, while CO_2 wall cooling protected the chamber and supported stable operation. The cooling and exhaust-gas heat-exchange system was essential for maintaining acceptable temperatures before the back-pressure regulation system.

6. The numerical simulations reproduced the main experimental trends, including flame stabilization, pressure-driven compactness, and thermal-field redistribution. Quantitative differences remain because of transient experimental conditions, simplified turbulence-chemistry interaction, wall heat losses, and radiative-transfer uncertainties in CO_2/H_2O-rich gases.

7. The results support further development of hydrogen-fired direct combustors for supercritical CO2 power systems within the HERMES research framework. Future work should focus on optimization of CO2 dilution, injector geometry, wall-cooling distribution, and transient control during start-up and pressure ramping.

Acknowledgements

This work was carried out as part of the HERMES project. The authors acknowledge support from the European Union under grant no. 101083748 within the HERMES project. The experimental and numerical activities were performed within the collaboration between Wrocław University of Science and Technology and the University of Twente.

References

[1] Mularski, J.; Czerep, M.; Bojarski, P.; Kowal, M.; Pyka, D.; Hardy, T.; Pawlak-Kruczek, H. Experimental and Numerical Analysis of H2 Combustion in an O2-CO2 Environment: Design and Performance of a Combustion Chamber. Energies 2026, 19, 2853. https://doi.org/10.3390/en19122853.

[2] Reale, F. The Allam Cycle: A Review of Numerical Modeling Approaches. Energies 2023, 16, 7678.

[3] Chan, W.; Morosuk, T.; Li, X.; Li, H. Allam Cycle: Review of Research and Development. Energy Conversion and Management 2023, 294, 117607.

[4] Sabatino, F. D.; Connolly, B. J.; Pryor, O. M.; White, S. H. Perspectives on Oxy-Fuel Combustion for Supercritical CO2 Direct-Fired Power Cycle. Applied Energy Combustion Science 2024, 20, 100297.

[5] Delimont, J.; McClung, A.; Portnoff, M. Simulation of a Direct Fired Oxy-Fuel Combustor for sCO2 Power Cycles. Proceedings of the 5th International Symposium - Supercritical CO2 Power Cycles, San Antonio, TX, USA, 2016.

[6] Allam, R. J.; Fetvedt, J. E.; Forrest, B. A.; Freed, D. A. The Oxy-Fuel, Supercritical CO2 Allam Cycle: New Cycle Developments to Produce Even Lower-Cost Electricity from Fossil Fuels without Atmospheric Emissions. ASME Turbo Expo, Duesseldorf, Germany, 2014.

[7] Hussain, M.; Abdelhafez, A.; Nemitallah, M. A.; Araoye, A. A.; Ben-Mansour, R.; Habib, M. A. A Highly Diluted Oxy-Fuel Micromixer Combustor with Hydrogen Enrichment for Enhancing Turndown in Gas Turbines. Applied Energy 2020, 279, 115818.

[8] Mularski, J.; Krochmalny, K.; Jamroziak, K.; Pyka, D.; Pawlak-Kruczek, H.; Oleś, S.; Pozarlik, A. Performance Assessment of Hydrogen-Fueled Direct-Fired Transcritical CO2 Power Cycle: Influence of Key Operational Parameters on Efficiency. Fuel 2026, 426, 139571. https://doi.org/10.1016/j.fuel.2026.139571.

[9] Shao, J.; Choudhary, R.; Davidson, D. F.; Hanson, R. K.; Barak, S.; Vasu, S. Ignition Delay Times of Methane and Hydrogen Highly Diluted in Carbon Dioxide at High Pressures up to 300 atm. Proceedings of the Combustion Institute 2019, 37, 4555-4562.

[10] Howarth, T. L.; Picciani, M. A.; Richardson, E. S.; Day, M. S.; Aspden, A. J. Direct Numerical Simulation of a High-Pressure Hydrogen Micromix Combustor: Flame Structure and Stabilisation Mechanism. Combustion and Flame 2024, 265, 113504.

[11] Donohoe, N.; Heufer, K. A.; Aul, C. J.; Petersen, E. L.; Bourque, G.; Gordon, R.; Curran, H. J. Influence of Steam Dilution on the Ignition of Hydrogen, Syngas and Natural Gas Blends at Elevated Pressures. Combustion and Flame 2015, 162, 1126-1135.

[12] Beigzadeh, A.; Alabbad, M.; Liu, D.; Aljohani, K.; Hakimov, K.; Kashif, T. A.; Zanganeh, K.; Croiset, E.; Farooq, A. Reaction Kinetics for High Pressure Hydrogen Oxy-Combustion in the Presence of High Levels of H2O and CO2. Combustion and Flame 2023, 247, 112498.

[13] Barak, S.; Ninnemann, E.; Neupane, S.; Barnes, F.; Kapat, J.; Vasu, S. High-Pressure Oxy-Syngas Ignition Delay Times with CO2 Dilution: Shock Tube Measurements and Comparison of

the Performance of Kinetic Mechanisms. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 2019, 141, 021011.

[14] Oleś, S.; Mularski, J.; Pyka, D.; Pawlak-Kruczek, H.; Pozarlik, A. Optimization of Hydrogen Supercritical Oxy-Combustion in Gas Turbines. Fuels 2025, 6, 6. https://doi.org/10.3390/fuels6010006.

[15] Oleś, S.; Mularski, J.; Pawlak-Kruczek, H.; Singh, A. K.; Pozarlik, A. Assessment of Global and Detailed Chemical Kinetics in Supercritical Combustion for Hydrogen Gas Turbines. Energies 2025, 18, 3380. https://doi.org/10.3390/en18133380.

[16] Delimont, J.; McClung, A.; Portnoff, M. Direct Fired Oxy-Fuel Combustor for sCO2 Power Cycles: 1 MW Scale Design and Preliminary Bench Top Testing. ASME Turbo Expo, Charlotte, NC, USA, 2017.

[17] Liu, Y.; Xue, Q.; Zuo, H.; Yang, F.; Peng, X.; Wang, J. Effects of CO2 and N2 Dilution on the Combustion Characteristics of H2/CO Mixture in a Turbulent, Partially Premixed Burner. ACS Omega 2021, 6, 15651-15662.

[18] Nasim, M. N.; Nawaz, B.; Das, S. K.; Sublaban, A.; Mack, J. H. A Fundamental Investigation of Premixed Hydrogen Oxy-Combustion in Carbon Dioxide. THIESEL 2022 Conference on Thermo- and Fluid Dynamics of Clean Propulsion Powerplants, Valencia, Spain, 2022.

[19] ANSYS Inc. ANSYS Fluent Theory Guide. ANSYS Fluent 2024 R2, Canonsburg, PA, USA.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_6

Thermodynamic modeling and analysis of supercritical coal-fired power plant operation integrated with carbon dioxide capture process

PAWEŁ MADEJSKI, NAVANEETHAN SUBRAMANIAN

AGH University of Krakow, Faculty of Mechanical Engineering and Robotics, Department of Power Systems and Environmental Protection Facilities
Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, Poland
e-mail: madejski@agh.edu.pl

Keywords: Rankine cycle, CO2 capture, Post-combustion carbon capture, Supercritical coal-fired power plant, Thermodynamic modelling

Growing requirements for greenhouse gas emission reduction have made Carbon Capture and Storage (CCS) one of the key technologies for the decarbonization of conventional power generation. Among the available CCS technologies, post-combustion carbon capture (PCCS) based on chemical absorption using monoethanolamine (MEA) is considered the most suitable solution for retrofitting existing coal-fired power plants. However, integrating PCCS with a steam power plant significantly affects the thermodynamic performance of the Rankine cycle. Steam extraction from turbine bleedings for solvent regeneration decreases the available expansion work in the low-pressure turbine, resulting in lower net power output and reduced cycle efficiency. The objective of this study was to develop a comprehensive thermodynamic model of a supercritical power plant (SCPP) integrated with an MEA-based PCCS system and to evaluate its performance under various operating conditions. The complete power plant and carbon capture models were developed using Ebsilon® Professional, enabling detailed mass and energy balance calculations for the steam cycle, CO_2 capture process, and auxiliary systems. The analysis focused on the influence of steam cycle parameters and different flue-gas flow rates directed to the PCCS unit on power generation, thermal efficiency, steam extraction demand, and CO_2 emission indicators. The simulation results demonstrate that a double-reheat steam cycle improves the Rankine cycle's thermodynamic efficiency by increasing the average heat addition temperature and reducing steam moisture at the final turbine stages. Nevertheless, integration with the PCCS system introduces a considerable energy penalty associated with solvent regeneration and CO_2 compression. Increasing the fraction of flue gas treated in the PCCS unit systematically reduces specific CO_2 emissions. It increases the amount of captured carbon dioxide, but simultaneously decreases the net electrical output and overall plant efficiency due to higher steam extraction and auxiliary power consumption. The developed model also enables the evaluation of key environmental and thermodynamic performance indicators, including Carbon Capture Ratio (CCR), specific CO_2 emissions, and Specific Primary Energy Consumption for CO_2 Avoided (SPECCA). The proposed thermodynamic model provides a valuable tool for optimizing the operation of supercritical coal-fired power plants integrated with carbon capture systems. It enables the assessment of the trade-off between emission reduction and energy efficiency and supports the development of advanced low-carbon power generation technologies based on high-efficiency Rankine cycles equipped with post-combustion CO_2 capture.

Introduction

The current state of SuperCritical (SC) and Ultra-SuperCritical (USC) power plant technology enables thermal efficiencies exceeding 45% for steam parameters of 600/620°C and 28.5 MPa. Power units feature high efficiency and a lower environmental impact. Higher thermal power unit efficiency, in addition to increasing steam conditions at the turbine inlet, is achieved by improving the thermodynamic cycle, optimizing the Rankine cycle, and upgrading the main and auxiliary equipment. The future of supercritical steam cycles is units with advanced ultra-supercritical AUSC parameters reaching the live steam temperature above 700°C and pressure above 35 MPa, the development of which is closely related to the progress of material engineering - it will enable exceeding the 50% efficiency level. A 2023 report by the International Energy Agency (IEA) highlighted Carbon Capture and Storage (CCS) as one of four critical areas that need more focus to limit the global mean temperature to 1.5 °C. It further states that CCS projects with a capture rate of 1.2 Gt of Carbon dioxide (CO2) are required by 2030 [1]. The integration of CCS with existing coal-fired power plants is one of the pathways towards achieving net-zero carbon emissions [2]. The process of capturing CO_2 is carried out in three different methods as follows [3]:

- Pre-combustion carbon capture – CO_2 is separated from the fuel before combustion.
- Post-combustion carbon capture – CO_2 is separated from flue gas after the combustion process.
- Oxyfuel combustion carbon capture – Fuel combustion takes place with oxygen instead of air.

The proper selection of the CCS method depends on the type of fuel and combustion process parameters [4]. Post-combustion Carbon Capture and Storage (PCCS) technology is the most reliable for CO_2 capture in Coal-Fired Power Plants (CFPP), enabling capture of 90% of the CO_2 produced. [5]. Because of the lower partial pressure and lower concentration of CO_2 in exhaust gases from power plants, along with the large volume of flue gas, PCCS is a feasible option compared to other carbon capture methods for handling large-scale CFPP [6]. Factors such as coal quality, operating under various load conditions, and external disturbances affect CFPP performance, which in turn influences the operation of the PCCS. Liao et al. investigated such conditions through simulations and found that the use of model predictive control, which predicts the problem and controls the system, enables stable operation under varying load conditions [7]. Since the steam required for solvent regeneration in PCCS is taken from the power plant's steam cycle, power production in the cycle will be affected. The power plant can be operated so that part of the flue gas is released directly into the atmosphere, and the flue gas load can be adjusted. The part load with lower CO2 minimizes operation and consumes less steam from the power plant, thereby increasing power production in the cycle. Chalmers et al. state that varying load conditions in the flue gas for the CO2 removal process reduce operational costs, as the power-to-grid cost is higher than the CO_2 emission cost [8].

Solvents are preferred for their lower regeneration requirements, reaction kinetics with CO2, and CO2 absorption rates. The selection of solvents is based on these parameters, as well as the corrosivity of vessels, energy consumption, and cost [9]. The solvent method also has some drawbacks, such as amine emissions in the flue gas and amine degradation. Recent research has improved the lower solvent flow rate requirement, reduced energy consumption, and reduced cooling demand for the process [10]. The monoethanolamine (MEA), N-methyldiethanolamine (MDEA), and diethanolamine (DEA) are the most widely used solvents for CO2 capture [11]. At the initial stage of amine-based CO2 capture, the amine required higher energy for regeneration, resulting in lower CO_2 capture efficiency. Recent research has improved efficiency, reduced

the regeneration rate, and made it cost-effective [12]. The aqueous solution with MEA concentration from 7 to 30 wt% has an absorption capacity of 0.5–0.53 mol CO_2/mol MEA. The amine's absorption capacity can be affected by various factors, such as temperature, pressure, and other components of the flue gas [13]. The reboiler duty required for the regeneration of aqueous MEA solvent with a concentration of 15 – 30 wt% amine varies between 4.7 and 3.1 MJ/kgCO2 depending upon the concentration [14]. A simulation study by Hasan et al. found that MEA performance in CO_2 capture from flue gas is better than that of DEA and MDEA. The three solvents are tested with flue gas with a varying concentration of 10 to 15 wt% amine. The flue gas treated using MEA consists of CO_2, less than half of the flue gas treated with DEA and MDEA [15].

Modeling and simulation of thermal power plant operation are increasingly popular methods for assessing large, combined heat and power plants, subcritical and supercritical power plants, and coal- and gas-fired power units [16]. The most important advantages include determining cycle parameters that may be technically impossible to measure or very expensive and difficult to measure. The simulation results of thermal cycle operation enable assessment of the analyzed system and indicate potential areas of incorrect operation. In the paper [17], the authors critically review research on modeling and control of supercritical and ultra-supercritical power plants. SC and USC power plants' operation strategies are a primary choice for future conventional generation technologies. Authors underline the importance of modeling supercritical power plants, in particular the evaluation of CO2 capture and storage integration to achieve environmental friendliness. The consequences of such an important development and integration cannot be fully understood without modeling the entire process, from fuel preparation to electricity generation and flue-gas treatment. Authors [18] developed a double-reheat system model for a USC power plant for simulation, exergy analysis, and thermodynamic optimization of the system. The simulation results confirmed that a double reheat system can further improve the thermal performance and decrease the heat rate by 80.7 kJ/kWh. In the paper [19], the authors analyzed a very complex system for novel urea synthesis based on renewable energy using developed models, including water electrolyzers, air separation, green ammonia, an oxy-fuel combustion power plant, CO_2 purification, and urea synthesis units. Authors [20] focused on the analysis of an innovative technology and its proof of concept, confirming the possibility of using sewage sludge to generate electricity. For the analysis, the authors developed models using Aspen Plus, Aspen HYSYS, and Ebsilon to assess the main cycle parameters.

Authors [21] analyzed the main factors of CO_2 emissions for the Advanced Ultra-Supercritical Coal-Fired Power Plant, with a power output of 700 MW, a net efficiency of 47.6%, and CO2 emissions of 700 kgCO_2/MWh. The analysis results indicate a 10.8% reduction in net efficiency and an electricity output penalty of 362.3 kWh/tCO_2 for the presented CCS technology with 90% CO_2 capture efficiency. Additionally, they compare four CCS-integrated steam cycles: Subcritical, Supercritical, Ultra-Supercritical, and Advanced Ultra-Supercritical power plants. The higher electricity output penalty EOP was obtained for the subcritical power plant, equal to 397 kWh/tCO2, and the lowest for supercritical and ultra-supercritical power plants, 357.9 and 357.7 kWh/tCO2, respectively.

This paper investigates CO2 capture using amine technology in a supercritical power plant with double steam reheat. The analysis is conducted using the steam cycle and CCS unit modeling using Ebsilon Professional software. The thermodynamic model of the supercritical unit was developed to evaluate steam cycle performance and select the high-efficiency power unit with a double-steam

reheat system. A model of the CCS process for MEA was developed, consisting of an absorber, a stripper, and a reboiler, to simulate the behavior of the entire CCS installation. The analysis includes assessing different flue-gas flow rates to the CCS unit as a potential solution to reduce CO_2 emissions while maintaining a high-power unit efficiency and power output.

1. Supercritical and Ultra- supercritical coal-fired power plant

The list of countries with installed capacity of coal-fired power units in MW at the end of 2022 is as follows [7,8]: China (1,064,401 MW); India (231,947 MW); USA (226,978 MW); Japan (50,114 MW); South Africa (43,409 MW); Russia (41,770); Indonesia (40,162 MW); Germany (38,356 MW); South Korea (38,114 MW); Poland (29,750 MW). In Poland in 2022, 82.63% of electricity was produced using fossil-fuel technologies (hard coal power plants, lignite power plants, and gas power plants), as shown in Figure 1 [22].

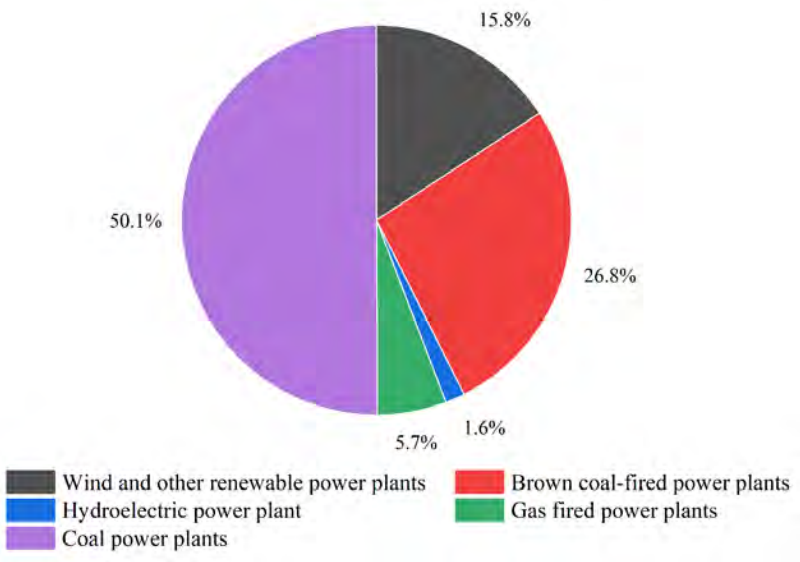


Figure 1. Percentage share in the domestic electricity production of individual groups of power plants by type of fuel in 2022 in Poland [22].

1.1. Development of supercritical power plants

The idea of supercritical power plants increases Rankine cycle efficiency by using a steam-water cycle at supercritical conditions. This is a state at which steam-water temperature and pressure are above its thermodynamic critical point, where the pressure is 22.12 MPa, the temperature is 647.14 K, and the density is 324 kg/m^3. At the critical point, the liquid-vapor phase shows the following special phenomena: the latent heat of vaporization is zero, there is no boiling process, the density difference between liquid and vapor is zero, and the specific enthalpy difference between liquid and vapor is zero [23].

Supercritical (SC) and Ultra-supercritical (USC) power plants are the only solutions for generating electricity in thermal power plants in the most efficient way, with minimal environmental pollution. For the use of high-temperature, high-pressure steam and flue gas, the main parts of the boiler heating surfaces, turbine components, and main pipelines have to be made of high-strength steel. Supercritical steam conditions of 250 bar, 600°C high-pressure steam, and 610°C reheat are now considered state of the art for supercritical USC steam cycle systems. The further development towards steam temperatures above 700°C has been under active investigation since the early 1990s in Europe, Japan, Russia, and the United States. The AUSC is generally recognized as a technology in which the main steam pressure exceeds 30 MPa and the steam temperature exceeds 700°C. Research and development of this technology began in the 2000s, immediately after USC, whose steam conditions range from 25 to 31 MPa and steam temperatures from 566°C to 620°C. Figure 2 shows the growth in the number of USC power units and their total installed capacity worldwide [24], [25].

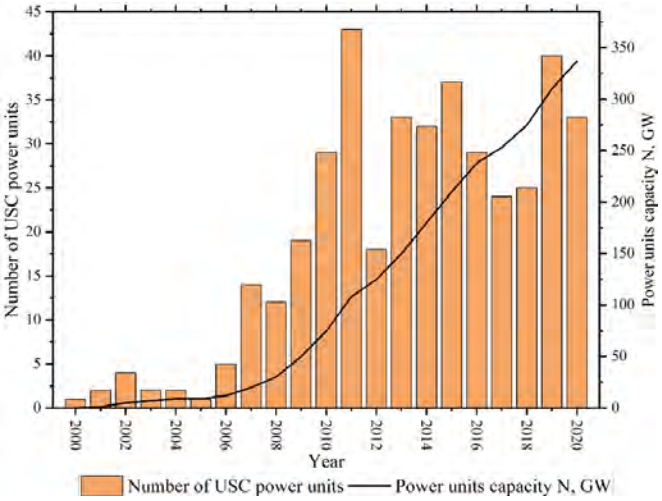


Figure 2. Commissioning USC power units as referred to in [24] and [25]

The largest coal-fired power plants in Poland operate on supercritical technology, where current conditions allow exceeding 45% thermal efficiency with steam parameters of 600/620°C and 28.5 MPa [26]. The total power output of all Supercritical Power Plants in Poland is around 6,000 MW, and the list with supercritical power plants is presented in Table 1.

Table 1. Coal-fired power plants for Ultra-Supercritical Steam conditions in Poland.

Power plant name	Power (MW)	Year of commisioning	Location	Efficiecny Brutto	Efficiency Netto
E. Pątnów II	464	2008	Konin	44	41
E. Łagisza	460	2009	Będzin	45	43
E. Bełchatów	858	2011	Rogowiec	45.5	42
E. Kozienice	1075	2017	Świerże Górne	48.9	45.6
E. Opole	2x900	2019	Opole	48.9	45.5
E. Jaworzno III	910	2020	Jaworzno	49.7	45.9
E. Turów	450	2021	Bogatynia	45	43.4

1.2. Analysis of supercritical coal-fired power plant performances

The scheme of the modern supercritical coal-fired power plant cycle is presented in Figure 3. The total power output is 347 MW (gross), and the unit's gross energy efficiency is 48.395%. Steam parameters are: superheated steam temperature/pressure: 600°C/280 bar; reheated steam temperature/pressure: 600°C/40 bar.

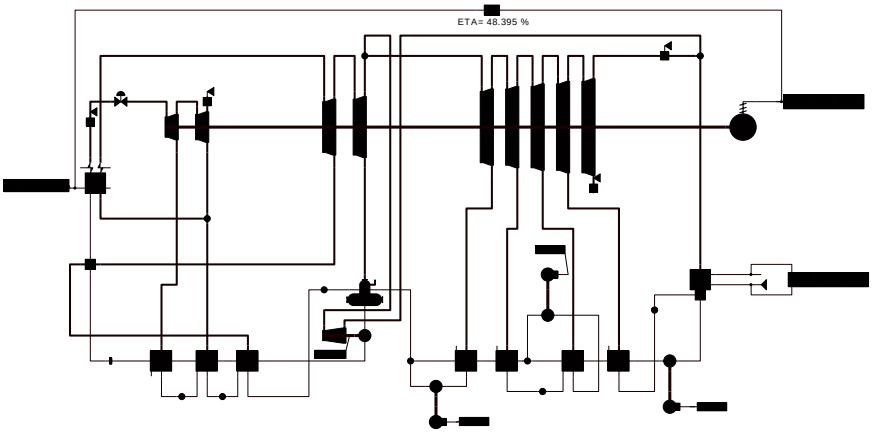


Figure 3. General scheme of the supercritical coal-fired power plant with a nominal power output of 347 MW.

Higher output power and energy efficiency can be achieved by increasing steam parameters (temperature and pressure) and by modifying and improving the steam unit's design. The impact of steam temperature and pressure on the unit power and efficiency, calculated using a developed model created with Ebsilon® Professional [16], [27]. The second approach to increase power output, keeping the same or even higher total efficiency of supercritical power plant is modification of the cycle components eg. by the use of larger steam boiler to produce more superheated and reheated steam, use of double reheat system, install an additional generator at the auxiliary steam turbine connected with the feed water pump. The performance of the 347 MW supercritical coal-fired power plant is measured by varying steam pressure, steam temperature, and load conditions, as shown in Figures 4-13.

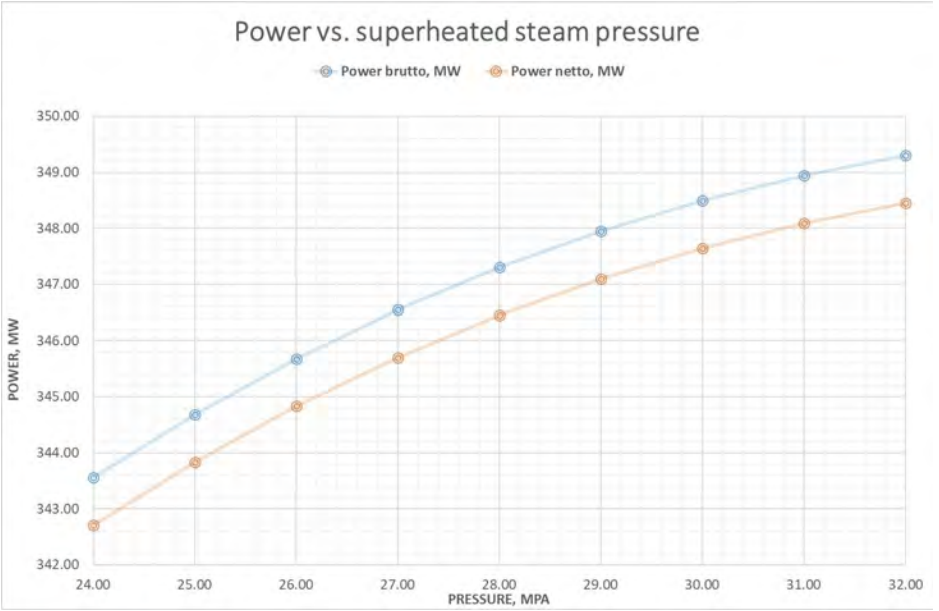


Figure 4. Gross (Brutto) and net (Netto) power of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in steam pressure.

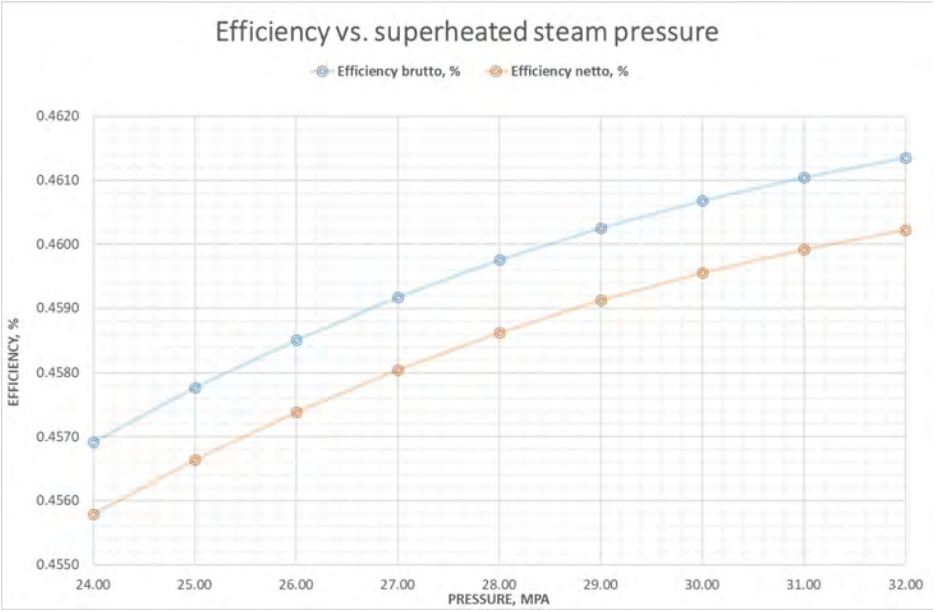


Figure 5. Gross (Brutto) and net (Netto) efficiency of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in steam pressure.

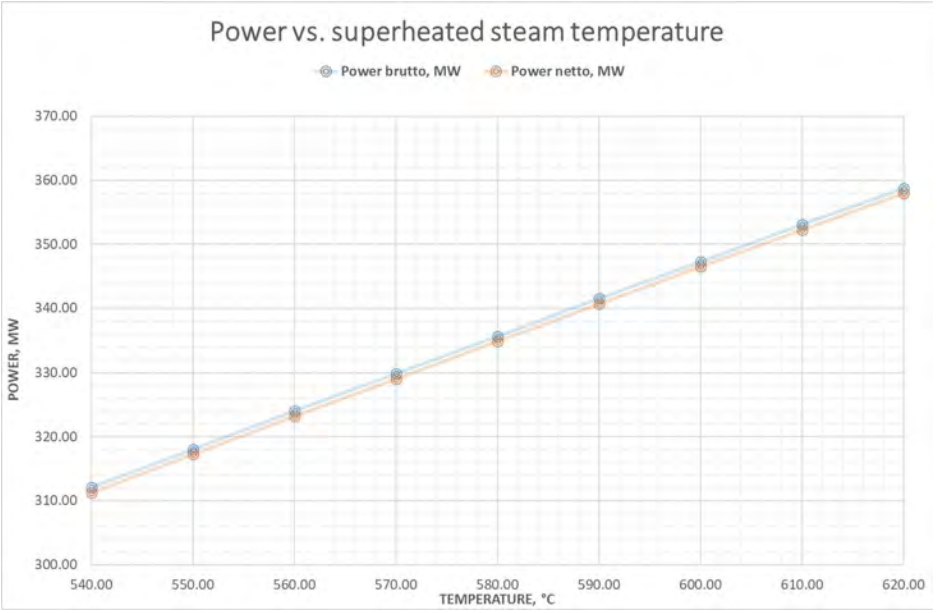


Figure 6. Gross (Brutto) and net (Netto) power of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in steam temperature.

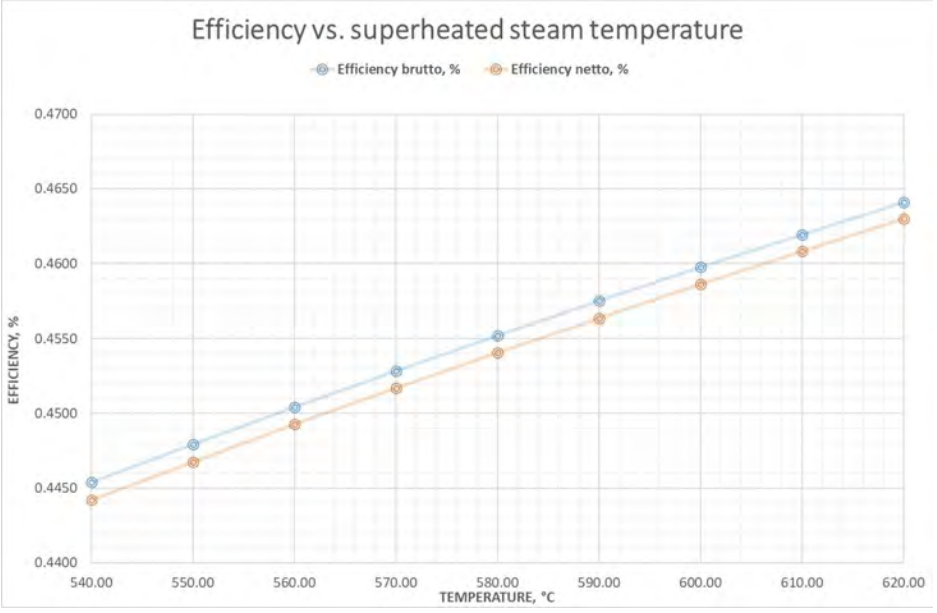


Figure 7. Gross (Brutto) and net (Netto) efficiency of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in steam temperature.

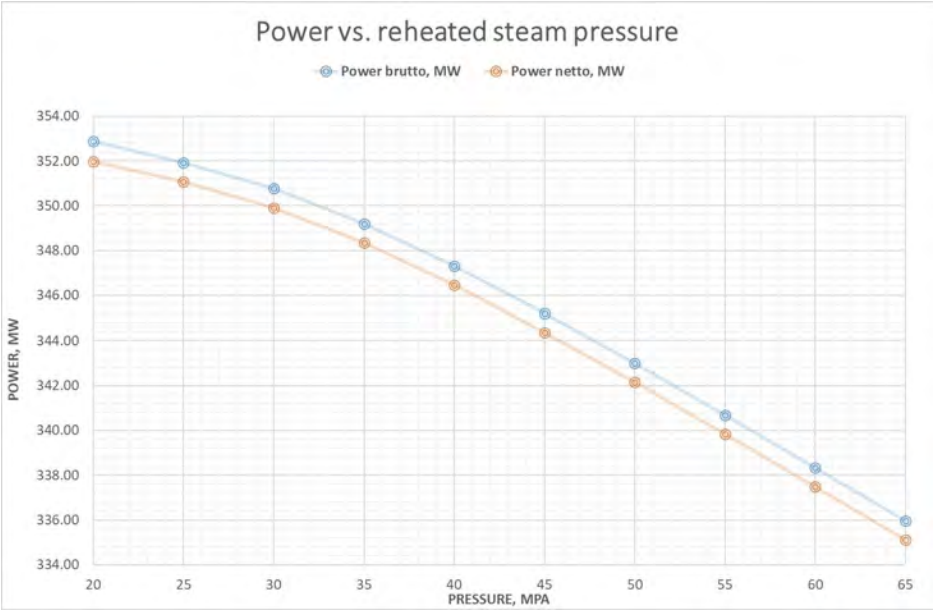


Figure 8. Gross (Brutto) and net (Netto) power of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in reheated steam pressure.

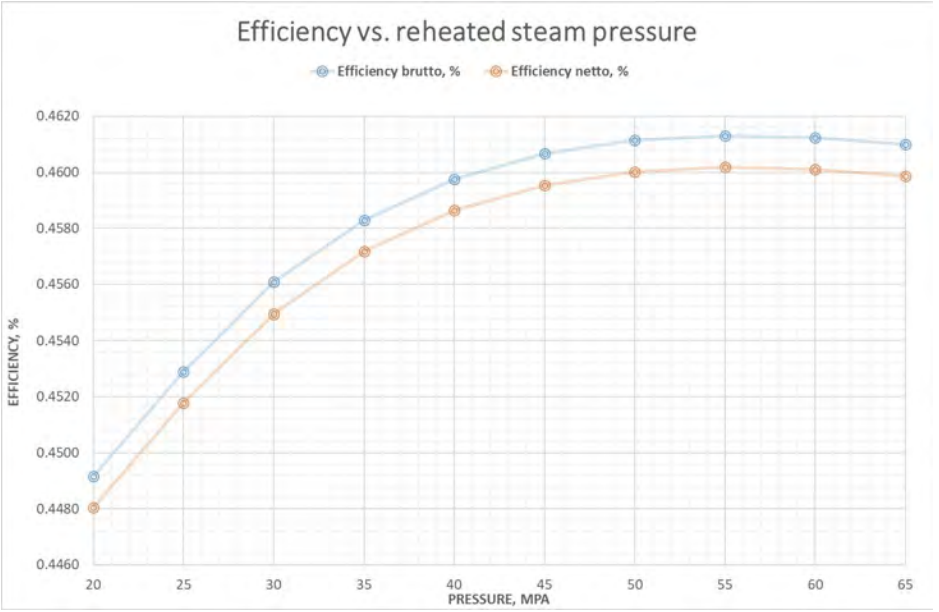


Figure 9. Gross (Brutto) and net (Netto) efficiency of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in reheated steam pressure.

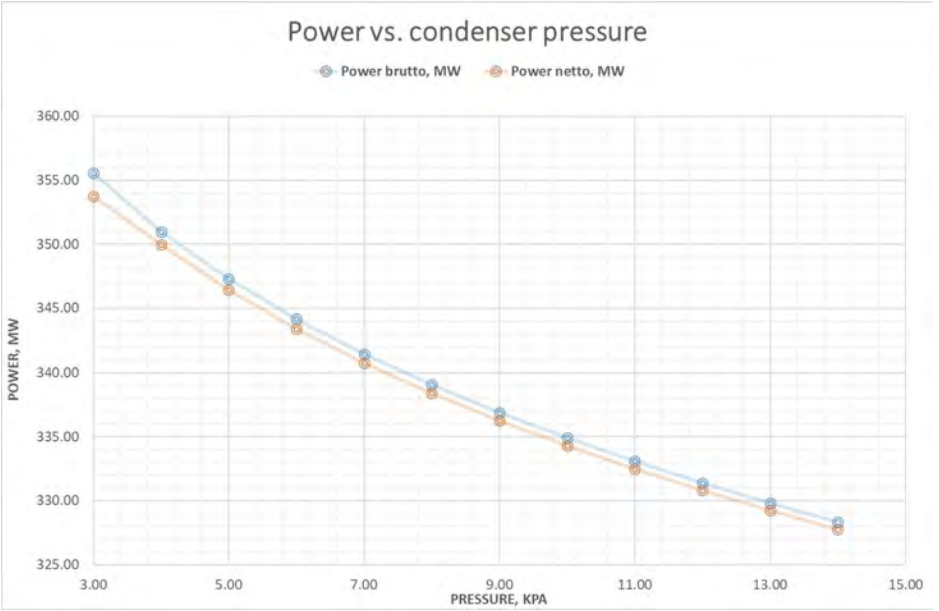


Figure 10. Gross (Brutto) and net (Netto) power of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in condenser pressure

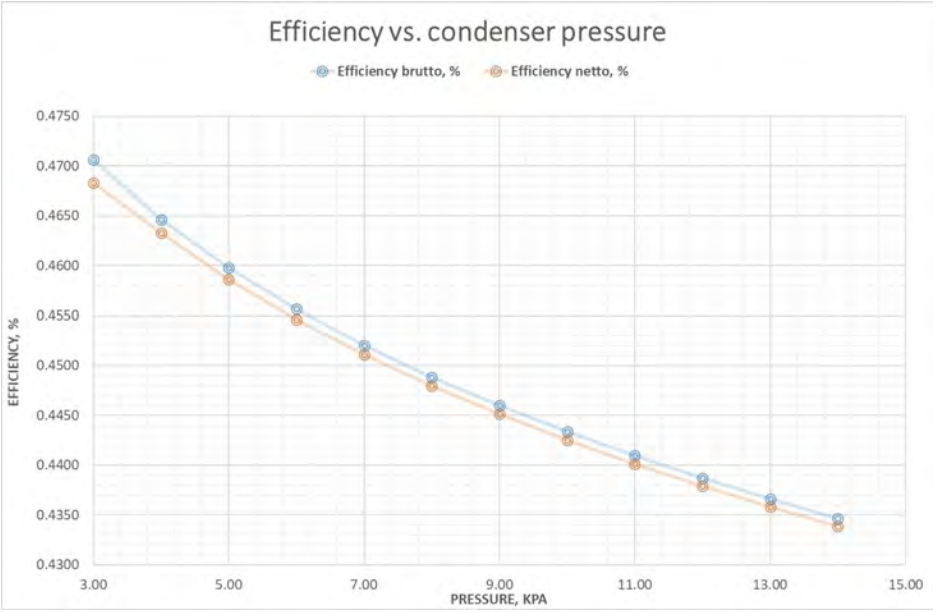


Figure 11. Gross (Brutto) and net (Netto) efficiency of the 347MW supercritical coal-fired power plant with increase in condenser pressure.

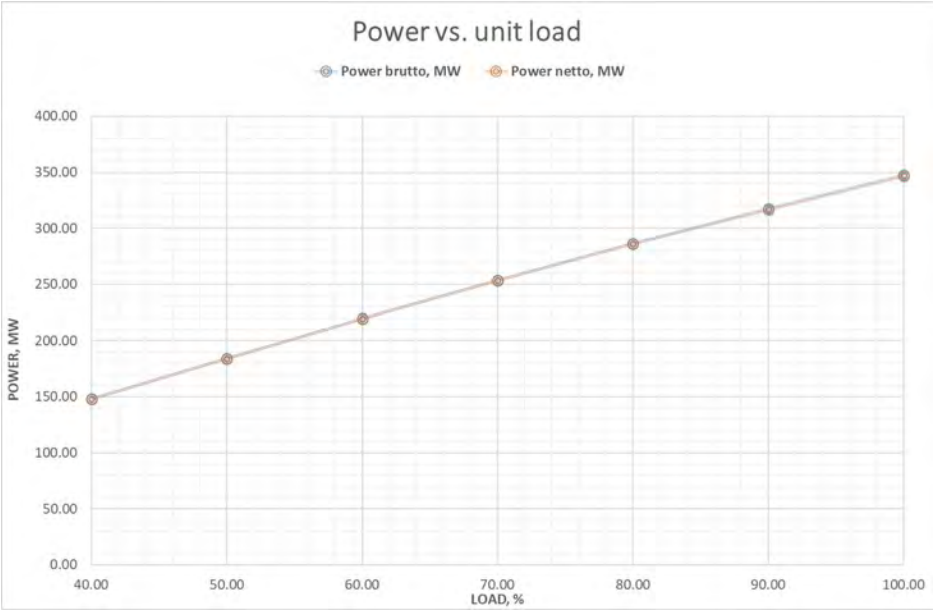


Figure 12. Gross (Brutto) and net (Netto) power of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in steam load condition.



Figure 13. Gross (Brutto) and net (Netto) efficiency of the 347MW supercritical coal-fired power plant with an increase in steam load condition.

The introduction of a reheater and an auxiliary steam turbine improves power generation and cycle efficiency, accompanied by increased fuel consumption and work done by the condenser, as shown in Figure 14. The overall power generation of the cycle increased to 811 MW, with 782 MW from the steam turbine and 29 MW from the auxiliary steam turbine.

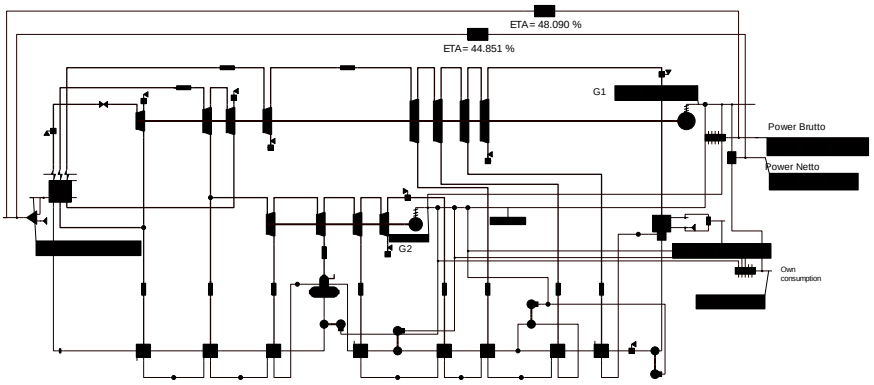


Figure 14. General scheme of the supercritical coal-fired power plant with a double steam reheat system, with nominal power output of 811 MW.

2. Post-combustion CO_2 separation technologies

Post-combustion methods are the only solution for existing coal units where other methods are not feasible. In the pre-combustion method, we remove carbon compounds before the fuel is introduced into the combustion chamber. They are mainly used in integrated gasification combined cycle (IGCC) processes. The Commercial CCS facilities operating and under development are presented in Figure 15 [28].



Figure 15. Commercial CCS facilities are operating and under development.

2.1. Chemical absorption process

The major components of the PCCS using the solvent method are as follows [29]:

- Absorber – Absorption process between flue gas and amine, depending on the amine's rich CO2 loading, the CO2 in the flue gas is absorbed by the amine.
- Stripper/desorber – Separation of CO_2 and amine after utilizing the heat from the reboiler.
- Reboiler – increase the temperature of rich amine using steam.
- Amine heat exchanger – rich amine flowing from absorber to stripper is preheated using the lean amine from stripper.
- CO_2 handling – arrangement of coolers and CO_2 compressors, which compress CO_2 to desired pressure for storage.

The absorber is operated at 40 °C and 1 bar, where the exothermic reaction between the flue gas and the amine occurs. The flue gas escaping at the top of the absorber is water-washed to reduce the amine emission. The rich amine is preheated and further passed to the stripper, which operates at 120°C and 2 bar. Using steam-heated heat, the rich amine is heated to separate CO2 from the amine. Depending on the lean CO2 loading, CO2 is separated, cooled, compressed, and sent to storage. At the final stage, the CO_2 is compressed to 110 bar pressure and cooled to <30°C. The steam required for the regeneration of amine is calculated using the reboiler duty of the MEA amine. In this analysis, an aqueous solution of 30 wt% MEA with a CO2 capture efficiency of 3.8 MJ/kg-CO2 and a reboiler duty of 3.8 MJ/kg-CO_2 is considered. Using the above-mentioned parameters, the PCCS model is developed. The steam required to treat the flue gas from an SC power plant is calculated using formula (1) [29].

$$\dot{m}_s = \frac{\dot{Q}_s}{(h_i - h_o)} \tag{1}$$

where:

$\dot{Q}_s$ - required reboiler duty for amine regeneration, MJ/kg-CO_2

h_i & h_o - enthalpy of steam at the inlet and outlet of the reboiler, kJ/kg

With the pressure drop of steam at reboiler considered as 0.1 bar, the required reboiler duty is calculated by formula (2) [29].

$$\dot{Q}_S = \dot{Q}_{MEA} \cdot \dot{m}_{cap.CO_2} \tag{2}$$

where:

$\dot{Q}_{MEA}$ - MEA reboiler duty, MJ/kg-CO2

$\dot{m}_{cap.CO_2}$ - mass flow of captured CO2, kg/s.

2.2. Chemical absorption process

The indicators for the CO_2 assessment level are calculated from the SCPP's performance data and the CO2 emissions produced by the fuel. The specific emission of CO_2 in kgCO_2/kWh is calculated using (3):

$$eCO_2 = \frac{\dot{m}_{CO_2}}{N_{net}} \cdot 3600 \tag{3}$$

where:

$\dot{m}_{CO_2}$ - mass flow of emitted CO_2, kg/s

N_{net} - Net power generation, kW

The relative emission of CO_2 in $kgCO_2/kWh$ is calculated using (4):

$$e_r CO_2 = \frac{\dot{m}_{CO_2}}{\dot{Q}} \cdot 3600 \tag{4}$$

where:

$\dot{Q}$ - heat input by fuel, kW

The Carbon Capture Ratio (CCR) is calculated using (5):

$$CCR = \frac{\dot{m}_{cap.CO_2}}{\dot{m}_{gen.CO_2}} \tag{5}$$

The CO_2 emission index in $kgCO_2/kJ$ is calculated using (6):

$$\chi = \frac{\dot{m}_{gen.CO_2}}{\dot{Q}} \tag{6}$$

CO_2 captured in $kgCO_2/kWh$ is calculated using (7):

$$CO_{2.captured} = \frac{\dot{m}_{gen.CO_2}}{\dot{Q}} \frac{\eta_{cap}}{\eta_{pp.ccs}} \tag{7}$$

where:

η_{cap} - CO_2 capture efficiency, %

$\eta_{pp.ccs}$ - power plant efficiency with CO_2 capture, %

CO_2 emitted in $kgCO_2/kWh$ is calculated using (8)

$$CO_{2.emitted} = \frac{\chi}{\eta_{pp.ccs}} (1 - \eta_{cap}) \tag{8}$$

CO_2 avoided in $kgCO_2/kWh$ is calculated using (9):

$$CO_{2.avoided} = \frac{\chi}{\eta_{ref}} - \frac{\chi}{\eta_{pp.ccs}} (1 - \eta_{cap}) \tag{9}$$

The specific primary energy consumption for CO_2 avoided (SPECCA) in $kWh/kgCO_2$ is calculated using (10):

$$SPECCA = \frac{\frac{1}{\eta_{pp.ccs}} - \frac{1}{\eta_{ref}}}{eCO_{2ref} - eCO_{2\,pp.ccs}} \tag{10}$$

where:

eCO_{2ref} - CO_2 emission rate of a power plant without CCS, $kgCO_2/kWh$

$eCO_{2\,pp.ccs}$ - CO_2 emission rate of a power plant with CCS, $kgCO_2/kWh$

The specific primary energy consumption for CO_2 avoided cost (SPECCAcost) in $kWh/kgCO_2$ is calculated using (10)

$$SPECCA_{\cos t} = \frac{\frac{1}{\eta_{pp.ccs}} - \frac{1}{\eta_{ref}}}{eCO_{2ref} - eCO_{2\,pp.ccs}} EC \tag{8}$$

where:

EC - primary energy cost, €/kWh.

3. Model of a supercritical coal-fired power plant combined with PCCS

A model of a supercritical power plant developed using Ebsilon® Professional software, with a double reheat system and PCCS technology based on the amine method, is presented in Figure 16. The energy analysis of the presented cycle focused on calculating the main factors for a nominal unit load of 100%.

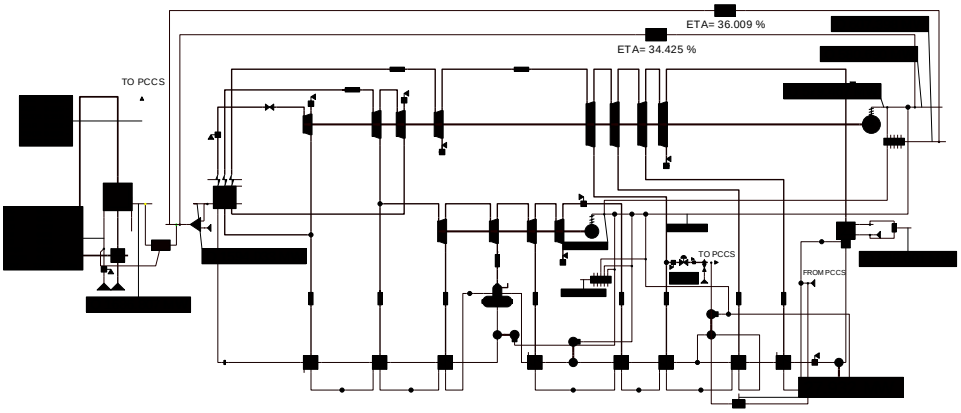


Figure 16. Thermodynamic model of a supercritical power plant with a double reheat system and an air preheater with marked direction of flue gas and steam to PCCS.

To analyze the integration of a modern supercritical coal-fired power plant, a detailed model of the Carbon Capture and Storage (CCS) technology based on the amine solvent was developed (Fig. 17). The model of the PCCS technology was developed based on theoretical analysis of the PCCS using the amine method [29]. The combination of the SCPP and PCCS model provides results on the heat and power consumption of PCCS, the behavior of the power plant when integrated with PCCS, and measures of various parameters. The simulation is performed by operating the SCPP in full operational mode, and the flue gas load to the PCCS is controlled from 10% to 80%. Due to the pressure requirement of the PCCS reboiler, steam at the power plant extraction point, at 312.33 °C and 3.5 bar, is used for amine regeneration. Based on the reboiler duty for MEA and the reboiler

pressure drop of 0.1 bar, the steam required to treat the mass flow of CO2 in full load condition is calculated to be 221.45 kg/s.

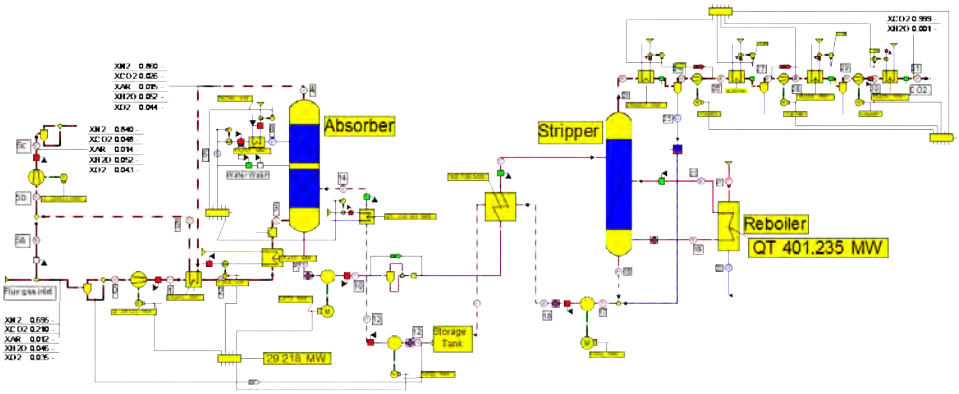


Figure 17. PCCS model with the use of the amine solvent method.

The SCPP is operated at full load, and the flue gas from the power plant is passed to the PCCS at different load conditions. While flue gas is directed to PCCS at different load conditions from 10% to 80%, the remaining flue gas is diverted from PCCS and passed directly into the atmosphere. As the CO_2 capture efficiency of the amine is 90%, the treated flue gas escaping from the top of the absorber emits 10% of the CO_2 after capturing 90% of CO_2, as shown in Figure 18. Due to the different range of CO_2 emission from PCCS, the specific emission and relative emission in $kgCO_2/kWh$ calculated from equations (3) and (4) with reference to the SCPP data decrease, and the CO_2 avoided increases with high flue gas load treated in PCCS, as in Figure 19 and Figure 20, respectively. The reboiler duty, calculated for all PCCS load conditions, is 1.68 MJ/tCO_2. The various CO_2 assessment-level indicators for SCPP operated with PCCS are calculated using equations (5) to (8), as shown in Table 2. The CO_2 emission index is calculated to be 0.000096 $kgCO_2/kJ$ for SCPP with and without PCCS across all load conditions, since the CO2 generated in the SCPP is the same in all cases. To calculate the SPECCA cost, the primary energy cost is taken as 0.289 €/kWh.

Table 2. CO_2 assessment-level indicators for SCPP combined with PCCS under different load conditions.

Indicator	**0%**	**Flue gas load to PCCS**							
		10%	**20%**	**30%**	**40%**	**50%**	**60%**	**70%**	**80%**
CO_2 captured, $kgCO_2/kWh$	-	0.000204	0.000210	0.000216	0.000223	0.000231	0.000239	0.000247	0.000256
CO_2 emitted, $kgCO_2/kWh$	0.000021	0.000022	0.000023	0.000024	0.000024	0.000025	0.000026	0.000027	0.000028
SPECCA, $kWh/kgCO_2$	-	1.2638	0.5533	0.3527	0.2580	0.2028	0.1667	0.1411	0.1221
SPECCA cost, €/MWh	-	0.3652	0.1599	0.1019	0.0746	0.0586	0.0482	0.0408	0.0353

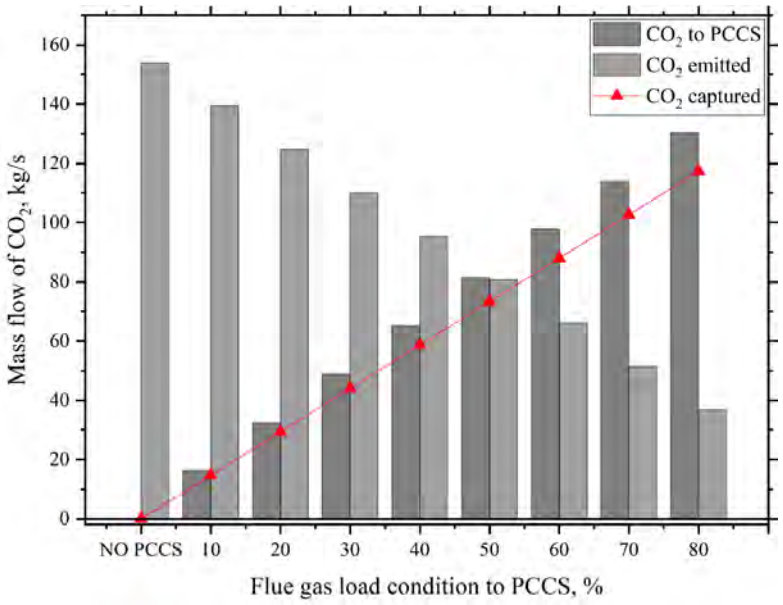


Figure 18. Change in CO_2 captured and CO_2 emitted to the atmosphere with changes in flue gas load conditions to PCCS.

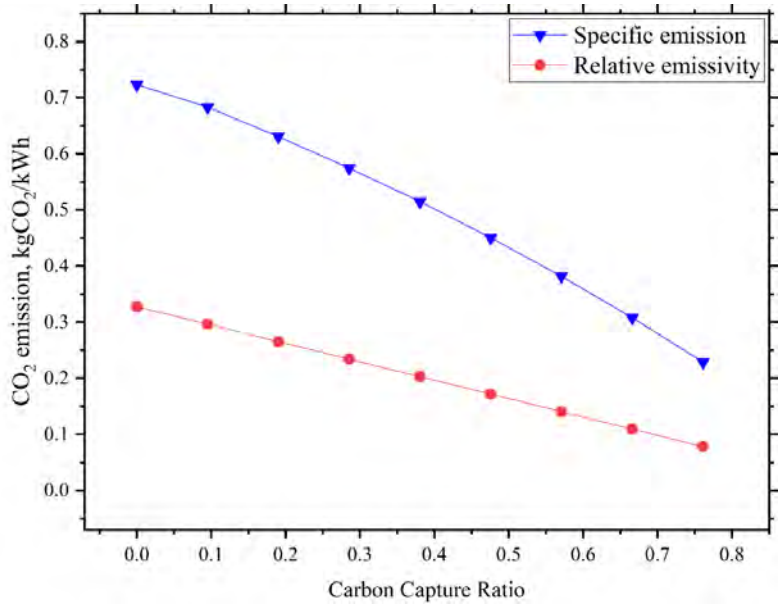


Figure 19. CO_2 assessment indicators of an 811 MW supercritical power plant with and without PCCS.

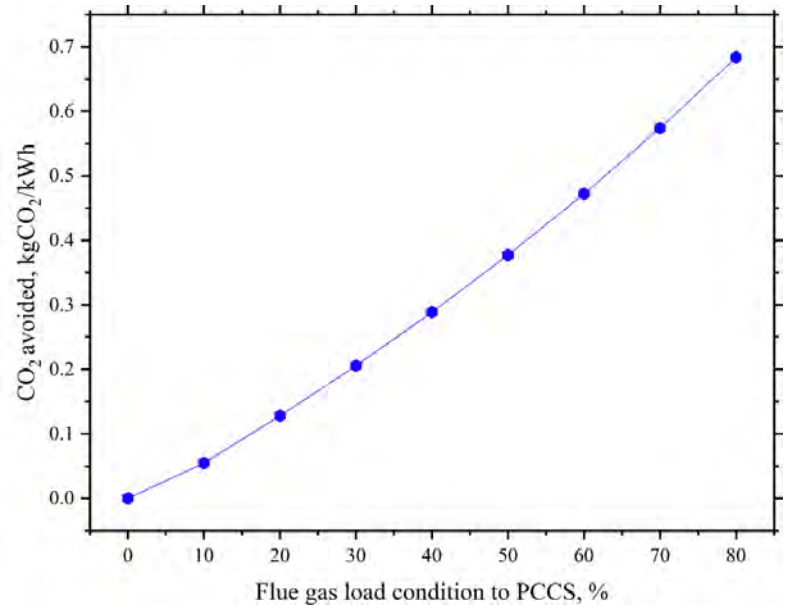


Figure 20. CO_2 avoided when treating flue gas from a power plant with PCCS at different load conditions.

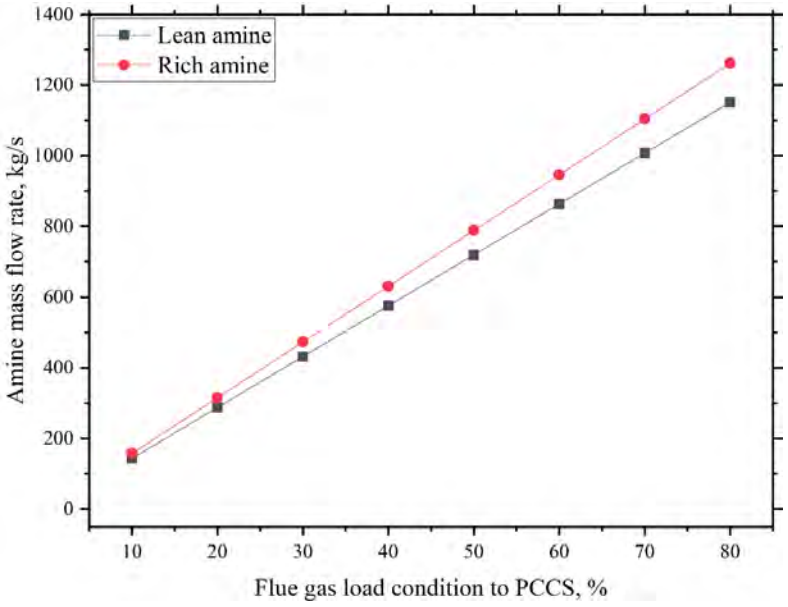


Figure 21. Lean and Rich amine mass flow in PCCS under varying flue gas load conditions.

The lean amine requirement increases with an increase in CO_2 content at the inlet of the PCCS. The steam supplied for the regeneration of amine from the power plant (Figure 23) increases depending on the rich amine flow at the stripper. The initial required amount of steam is calculated

using equations (1) and (2) with reference to the mass flow of CO_2 in the flue gas and the reboiler duty of MEA. The steam extraction from the power plant for the PCCS reboiler reduces the power produced in the steam cycle, as shown in Figure 22. Due to the high-power requirements of the CO_2 compression system in PCCS, and because the PCCS's total power is sourced from SCPP (Figure 22), the net power generation in SCPP decreases.

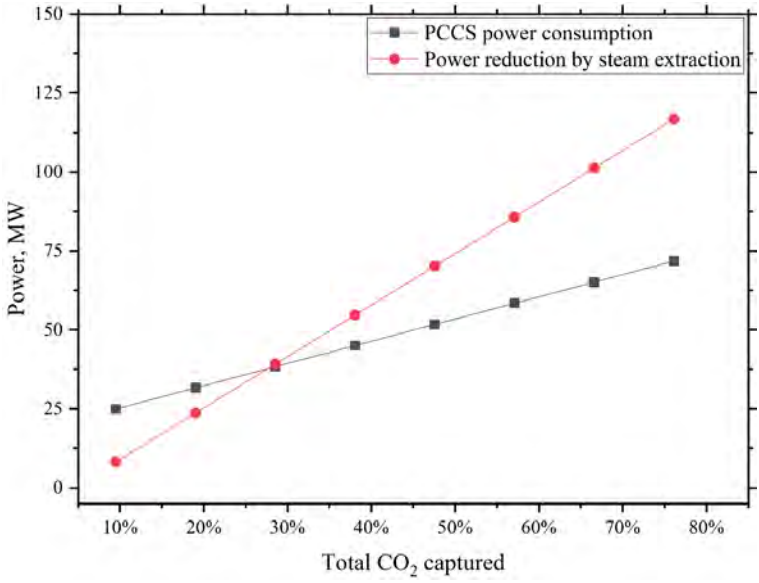


Figure 22. PCCS model with the use of the amine solvent method.

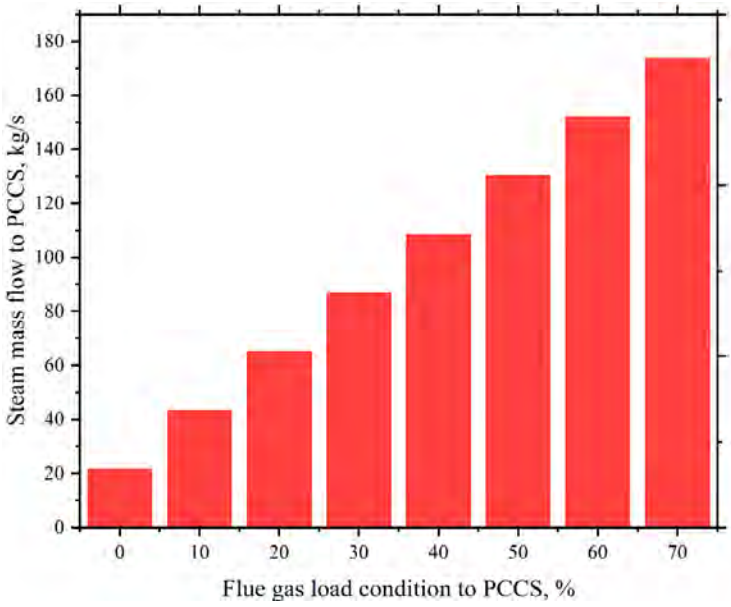


Figure 23. The mass flow of steam required for amine regeneration depends on the flue gas load condition of the PCCS.

4. Analysis of supercritical coal-fired power plant performances with and without CCS installation

Figures 24 to 27 show various performance metrics of the SCPP with and without PCCS. The CO_2 captured at 0% represents the SCPP operated without PCCS. No changes occurred in the power loss factor, calculated to be 0.629, when the SCPP, with and without PCCS, was operated under different conditions. The PCCS flue gas load cannot be raised above 80% due to the PCCS's high steam requirement. Due to the increase in steam and power consumption by PCCS during the CO2 capture process under increased flue gas load conditions, the energy penalty by PCCS and the electricity output penalty increase (Figure 26 and Figure 27, respectively). This leads to decreases in the gross and net efficiency and power generation of the power plant, as shown in Figures 24 and 25, respectively. When operating SCPP without PCCS, the power plant produces net power of 766.5 MW. After introducing PCCS, about 3.1% to 10.4% of the power generated at the power plant is consumed during the CO2 capture process, depending on the flue gas load.

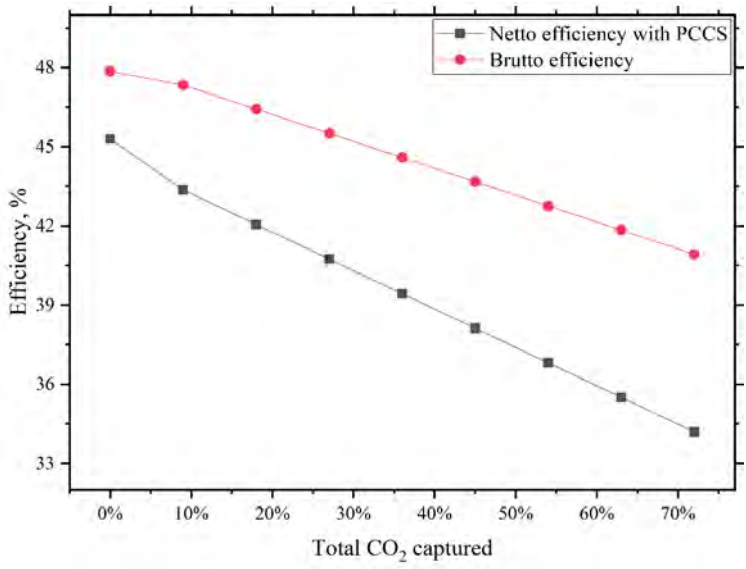


Figure 24. Gross (Brutto) and net (Netto) efficiency of the SCPP with different CO_2 capture conditions.

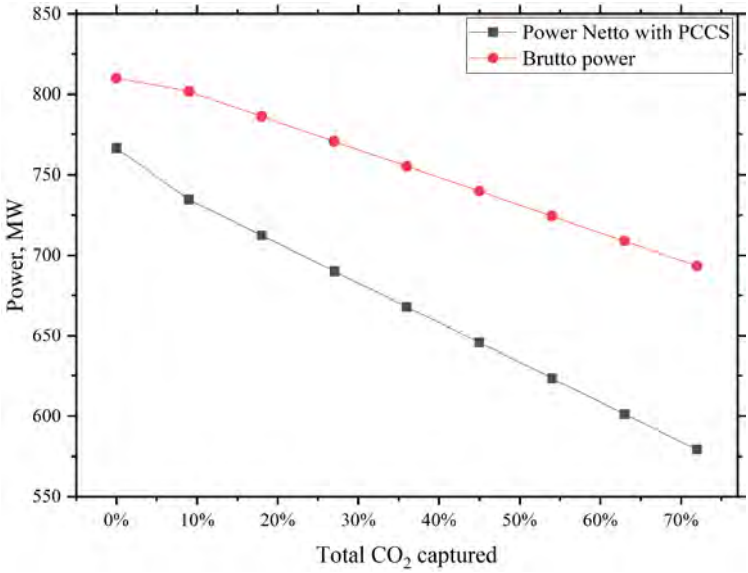


Figure 25. Gross (Brutto) and net (Netto) power of the SCPP with different CO_2 capture conditions.

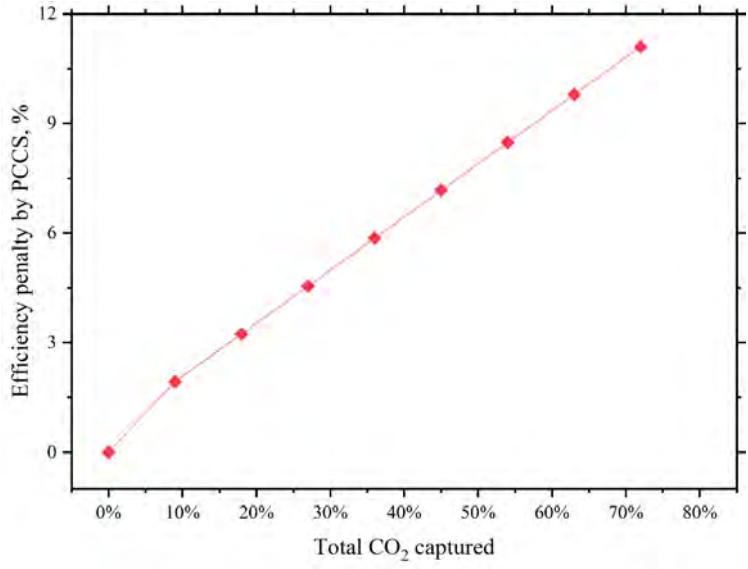


Figure 26. Energy penalty by PCCS with different CO2 capture conditions.

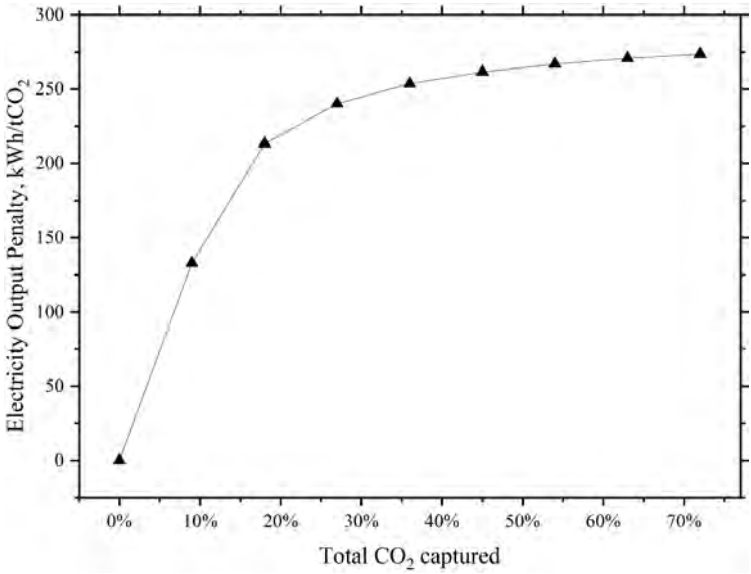


Figure 27. Electricity output penalty by PCCS with different CO2 capture conditions.

5. Conclusions

A comprehensive thermodynamic model of a supercritical double-reheat coal-fired power plant integrated with a post-combustion carbon capture (PCCS) system based on 30 wt.% MEA solvent was successfully developed. The model enables detailed evaluation of the interactions between the steam Rankine cycle and the carbon capture installation under various operating conditions. The conducted analyses led to the following conclusions:

- The application of a double-reheat steam cycle significantly improves the thermodynamic performance of the power plant by increasing the average heat-addition temperature and reducing steam moisture at the final turbine stages, resulting in higher thermal efficiency than conventional single-reheat supercritical units.
- The integration of the PCCS system introduces a significant thermodynamic efficiency penalty. The extraction of steam from the turbine for solvent regeneration reduces the available expansion work, resulting in lower net electrical power output and overall cycle efficiency. This steam extraction accounts for the dominant energy consumption in the CO_2 capture process.
- Increasing the fraction of flue gas directed to the PCCS unit effectively reduces specific CO_2 emissions and increases the Carbon Capture Ratio (CCR). However, these environmental benefits are accompanied by higher steam demand, increased auxiliary power consumption for CO_2 compression, and consequently lower net plant performance.
- The developed thermodynamic model enables quantitative assessment of the trade-off between power generation efficiency and emission reduction. Performance indicators such as specific CO_2 emissions, CO_2 avoided, CCR, and SPECCA provide a comprehensive basis for evaluating different operating strategies and carbon capture scenarios.
- The proposed modeling approach constitutes an effective tool for the design and optimization of future low-emission coal-fired power plants equipped with carbon capture systems. It can

support the selection of optimal steam extraction conditions, PCCS operating parameters, and integration strategies to minimize the energy penalty while maintaining high CO_2 capture efficiency.

Future work will focus on exergy-based assessment of the integrated system, dynamic operation under variable load conditions, and techno-economic optimization of the power plant–PCCS integration to further improve the overall efficiency and economic feasibility of carbon capture technologies.

Acknowledgments

Research project supported by program „Excellence initiative – research university" for the AGH University of Science and Technology".

Nomenclature

p	pressure (MPa)
T	temperature (K)
h	specific enthalpy ($kJ \times kg^{-1}$)
N	power output (kW)
N_{net}	net electrical power (kW)
$\dot{m}$	mass flow rate ($kg \times s^{-1}$)
$\dot{m}_{cap,CO_2}$	captured CO_2 mass flow rate ($kg \times s^{-1}$)
$\dot{m}_{gen,CO_2}$	generated CO_2 mass flow rate ($kg \times s^{-1}$)
Q	heat input (kW)
$\dot{Q}$	heat transfer rate (kW)
$\dot{Q}_{MEA}$	MEA reboiler duty ($MJ \times kgCO_2^{-1}$)
e_{CO_2}	specific CO_2 emission ($kgCO_2 \times kWh^{-1}$)
EC	primary energy cost ($€ \times kWh^{-1}$)
η	thermal efficiency (–)
η_{CC}	CO_2 capture efficiency (–)
$\eta_{pp,CCS}$	power plant efficiency with CCS (–)
χ	CO_2 emission index ($kgCO_2 \times kJ^{-1}$)
CCR	Carbon Capture Ratio (–)
EOP	Electricity Output Penalty ($kWh \times tCO_2^{-1}$)
SPECCA	Specific Primary Energy Consumption for CO_2 Avoided ($kWh \times kgCO_2^{-1}$)
$SPECCA_{cost}$	Specific Primary Energy Consumption Cost for CO_2 Avoided ($€ \times kgCO_2^{-1}$)
CCS	Carbon Capture and Storage
CFPP	Coal-Fired Power Plants
CHP	Combined Heat and Power
CO_2	Carbon dioxide
DEA	Diethanolamine
IEA	International Energy Agency
MEA	Monoethanolamine
MDEA	N-methyldiethanolamine
PCCS	Post-combustion Carbon Capture and Storage
SC	SuperCritical

SCPP Supercritical Power Plant
TES Thermal Energy Storage
USC Ultra-SuperCritical

References

[1] International Energy Agency. (2023). Credible pathways to 1.5°C. https://www.iea.org/reports/credible-pathways-to-150c
[2] Hu, Y., & Wu, W. (2023). Can fossil energy make a soft landing? The carbon-neutral pathway in China accompanying CCS. Energy Policy, 174, 113440. https://doi.org/10.1016/j.enpol.2023.113440
[3] Sifat, N. S., & Haseli, Y. (2019). A critical review of CO_2 capture technologies and prospects for clean power generation. Energies, 12(21), 4143. https://doi.org/10.3390/en12214143
[4] Bielka, P., Kuczyński, S., & Nagy, S. (2023). CO_2 compression and dehydration for transport and geological storage. Energies, 16(4), 1804. https://doi.org/10.3390/en16041804
[5] Arakawa, J., et al. (2017). Long term evaluation of advanced PCC system for coal-fired power plant. Energy Procedia, 114, 1061–1068. https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.03.1253
[6] Mondal, M. K., Balsora, H. K., & Varshney, P. (2012). Progress and trends in CO_2 capture/separation technologies: A review. Energy, 46(1), 431–441. https://doi.org/10.1016/j.energy.2012.08.006
[7] Liao, P., Wu, X., Wang, M., Li, Z., & Qian, F. (2023). Robust control and flexible operation for commercial-scale coal-fired power plant with solvent-based post-combustion carbon capture. International Journal of Greenhouse Gas Control, 123, 103831. https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2023.103831
[8] Chalmers, H., & Gibbins, J. (2007). Initial evaluation of the impact of post-combustion capture of carbon dioxide on supercritical pulverised coal power plant part load performance. Fuel, 86(14), 2109–2123. https://doi.org/10.1016/j.fuel.2007.01.028
[9] Aghel, B., Janati, S., Wongwises, S., & Shadloo, M. S. (2022). Review on CO_2 capture by blended amine solutions. International Journal of Greenhouse Gas Control, 119, 103715. https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2022.103715
[10] Mostafavi, E., Ashrafi, O., & Navarri, P. (2021). Assessment of process modifications for amine-based post-combustion carbon capture processes. Clean Engineering and Technology, 4, 100249. https://doi.org/10.1016/j.clet.2021.100249
[11] Kim, S., et al. (2023). Sustainable energy harvesting from post-combustion CO_2 capture using amine-functionalized solvents. Energy, 267, 126532. https://doi.org/10.1016/j.energy.2022.126532
[12] Peridas, G., & Schmidt, B. M. (2021). The role of carbon capture and storage in the race to carbon neutrality. The Electricity Journal, 34(7), 106996. https://doi.org/10.1016/j.tej.2021.106996
[13] Huertas, J. I., Gomez, M. D., Giraldo, N., & Garzón, J. (2015). CO_2 absorbing capacity of MEA. Journal of Chemistry, 2015, 965015. https://doi.org/10.1155/2015/965015
[14] Sakwattanapong, R., Aroonwilas, A., & Veawab, A. (2005). Behavior of reboiler heat duty for CO_2 capture plants using regenerable single and blended alkanolamines. Industrial & Engineering Chemistry Research, 44(12), 4465–4473. https://doi.org/10.1021/ie050063w
[15] Hasan, S., Abbas, A. J., & Nasr, G. G. (2021). Improving the carbon capture efficiency for gas power plants through amine-based absorbents. Sustainability, 13(1), 72. https://doi.org/10.3390/su13010072

[16] Madejski, P., & Żymełka, P. (2020). Introduction to computer calculations and simulation of energy systems operation in STEAG Ebsilon®Professional (in Polish). AGH University of Science and Technology Press.
[17] Mohamed, O., Khalil, A., & Wang, J. (2020). Modeling and control of supercritical and ultra-supercritical power plants: A review. Energies, 13(11), 2935. https://doi.org/10.3390/en13112935
[18] Li, Y., Zhou, L., Xu, G., Fang, Y., Zhao, S., & Yang, Y. (2014). Thermodynamic analysis and optimization of a double reheat system in an ultra-supercritical power plant. Energy, 74, 202–214. https://doi.org/10.1016/j.energy.2014.05.057
[19] Meng, W., et al. (2023). Carbon dioxide from oxy-fuel coal-fired power plant integrated green ammonia for urea synthesis: Process modeling, system analysis, and techno-economic evaluation. Energy, 278, 127537. https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.127537
[20] Ziółkowski, P., et al. (2021). Thermodynamic analysis of negative CO_2 emission power plant using Aspen Plus, Aspen Hysys, and Ebsilon software. Energies, 14(19), 6304. https://doi.org/10.3390/en14196304
[21] Tramošljika, B., Blecich, P., Bonefačić, I., & Glažar, V. (2021). Advanced ultra-supercritical coal-fired power plant with post-combustion carbon capture: Analysis of electricity penalty and CO_2 emission reduction. Sustainability, 13(2), 801. https://doi.org/10.3390/su13020801
[22] Polskie Sieci Elektroenergetyczne. (2023). Raport z funkcjonowania KSE za rok 2022. https://www.pse.pl/dane-systemowe/funkcjonowanie-kse/raporty-roczne-z-funkcjonowania-kse-za-rok/raporty-za-rok-2022#r1_1
[23] Kitto, J. (Ed.). (1992). Steam: Its generation and use. The Babcock & Wilcox Company.
[24] Somova, E. V., Tugov, A. N., & Tumanovskii, A. G. (2023). Modern coal-fired power units for ultra-supercritical steam conditions (Review). Thermal Engineering, 70(2), 81–96. https://doi.org/10.1134/S0040601523020064
[25] Tugov, A. N., & Artem'eva, I. V. (2021). The current state of coal-fired power generation capacity in the world. Energokhoz. Rubezhom, 6, 17–24.
[26] Madejski, P. (2023, June 28). Contemporary low-emission energy technologies and energy sources. CENMAT – 3rd Summer School Clean Energy, Jabłonna.
[27] STEAG Energy Services. (2023). Ebsilon®Professional 15. https://www.ebsilon.com/
[28] Madejski, P., Chmiel, K., Subramanian, N., & Kuś, T. (2022). Methods and techniques for CO_2 capture: Review of potential solutions and applications in modern energy technologies. Energies, 15(3), 887. https://doi.org/10.3390/en15030887
[29] Subramanian, N., & Madejski, P. (2023). Analysis of CO_2 capture process from flue gases in combined cycle gas turbine power plant using post-combustion capture technology. Energy, 282, 128311. https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.128311

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_7

Experimental and numerical investigation of hydrogen combustion in oxygen-steam mixtures

ADAM KLIMANEK[1], SŁAWOMIR SŁADEK[1], JAKUB TUMIDAJSKI[1], AGNIESZKA SINEK[1], MICHAŁ CHABIŃSKI[1], ANDRZEJ SZLĘK[1]

[1] Politechnika Śląska, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki, Katedra Techniki Cieplnej
ul. Konarskiego 22, 44-100 Gliwice
[1] e-mail: adam.klimanek@polsl.pl

Keywords: hydrogen, combustion, MILD combustion, oxycombustion, CFD

In this study numerical and experimental investigation of non-premixed combustion of hydrogen in oxygen-steam mixtures have been conducted. The aim of this work was to verify the possibility of generating steam by combustion of hydrogen in oxygen, utilizing the Moderate or Intense Low-Oxygen Dilution (MILD) combustion technique. The MILD conditions were obtained by dilution of the oxygen with steam, preheating the oxidizer above the ignition temperature. Furthermore internal recirculation of the gases in the combustion chamber was induced aerodynamically. Therefore the experiments were conducted for various steam mass flow rates, chemical energy flows (power) of the fuel, excess oxidizer ratios λ and oxygen dilutions in the oxidizer stream. The goal was to investigate the temperature distribution in the combustion chamber. It was found that the most uniform temperature distributions were obtained for smallest excess air ratios λ of 1, which correspond to the largest chemical energy inputs. Similarly the highest outlet temperatures were obtained for λ close to unity. The reaction zone was visible as pale orange-red color, which can be attributed to water vapor radiation and other species in the visible wavelength range. The combustion process was simulated using CFD (ANSYS Fluent) applying LES approach with detailed reaction mechanism and the assumption of adiabatic conditions. The results showed uniform temperature in the a large portion of the combustion chamber, similar to the region observed in the experiments, and indicated distributed reactions in this part of the domain. The predicted temperatures were higher than the measured ones, due to assumption of adiabaticity, however in both, experiments and simulations the MILD combustion conditions were preserved.

Introduction

Hydrogen is considered a key energy source and carrier in the context of the transition to a low-carbon economy. Its foreseen use spans numerous industrial sectors and is being considered as a fuel, a feedstock, and an energy carrier [1]. Currently, its use in the energy sector is negligible, but applications including the production of electricity and heat using hydrogen in boilers/furnaces, gas turbines, reciprocating engines and fuel cells, as well as in combined systems are being considered [2,3]. The use of hydrogen in many cases requires adapting existing technologies or thoroughly redesigning them due to the significantly different hydrogen properties and combustion behavior when compared to conventional gaseous fuels. Due to the difficult-to-predict costs and availability of hydrogen, much effort is spent and numerous studies are underway to develop multi-fuel technologies based on the use of conventional fuels and enabling the co-use of hydrogen.

These primarily include work on adapting gas turbines [4] and reciprocating engines [3]. Gas turbine manufacturers have portfolios of turbines that utilize hydrogen-methane mixtures as well as pure hydrogen, with the latter most often based on diffusion burners and wet low emission (WLE) combustion, which leads to water use penalty and increased NOx emissions compared to premixed combustion in a dry low emission (DLE) system. There are also attempts to use mixtures of hydrogen with other fuels in fuel cells, in particular Solid Oxide Fuel Cell (SOFC) [5], but the use of pure hydrogen is much more effective and practical. Additionally fuel cell scale-up still remains challenging. Hydrogen production through water electrolysis also produces oxygen, which can then be used for combustion during the reuse of hydrogen to generate electricity. As a result, combustion can be emission-free. The high temperatures of hydrogen combustion in pure oxygen lead to the search for ways to reduce them. The most frequently suggested methods in the past were either water injection into the combustion chamber or recirculation of combustion products, i.e., steam. Attempts to generate steam by burning hydrogen in oxygen with water injection were conducted by Haidn et al. [6], who studied the possibility of using the generated steam in coal-fired power plants as a way to increase steam production dynamics with increasing demand. Malyshenko et al. [7] studied high-pressure hydrogen combustion in oxygen in the context of using the produced steam in various applications. The authors concluded that hydrogen large-scale power plants will most likely be based on the steam-turbine or combined cycles. They also pointed out the problem of unreacted hydrogen in the generated steam. In this study, experiments have been conducted to investigate non-premixed H2 combustion in O2-H2O mixtures under MILD combustion conditions. The goal was to establish stable combustion conditions, determine the temperature distribution within the combustion chamber. Additionally numerical simulations of the combustion process were performed using LES approach.

1. Experimental

The experiments were conducted by using a test facility presented schematically in Fig. 1. The test rig is composed of a combustion chamber with transparent front wall, the gas supply system, which is composed of high pressure cylinders (H2, O2, N2), steam generator and flow meters/controllers. The H2 and O2 flow rates are regulated by Bronkhorst controllers and the steam flow rate is measured by a Coriolis flowmeter. The steam generator can produce saturated steam up to 10 bar(g), which is then slightly superheated prior to flow rate measurement. The steam is then mixed with oxygen and further heated to the desired temperature. The hydrogen is supplied at room temperature directly to the combustion chamber. The combustion chamber is presented in Fig. 2. The combustion chamber has a thickness of 6 cm and the gas inlet ports are in the center of the depth. The hydrogen is introduced through a 6 mm tube at the left corner of the combustion chamber (3 cm from the left wall) and the oxygen-steam mixture is introduced through a 16 mm tube placed at the upper right corner (3 cm from the right wall). The flue gas (steam) outlet is located in the center of the combustion chamber and has a diameter of 2.5 cm. The arrangements of the inlet and outlet are allow for circular gas flow induction. The geometry of the combustion chamber was selected based on our previous CFD studies presented in detail in [8]. The combustion chamber is equipped with sensor ports, which allow for the introduction of temperature sensors at various locations. In the study the Type B thermocouples were used and temperatures were measured at the locations presented in Fig. 2 as green squares, which represent the tips of the thermocouple probes. The thermocouple denoted as Tleft is placed 4 cm from the left wall and the Tbot is 2.5 cm from the bottom wall. All thermocouples were located in the middle of the chamber depth-wise.

Additional temperature thermocouple was placed at the outlet of the combustion chamber in the flue gas tube, approx. 20 cm from the outlet shown in Fig. 2. Furthermore, the oxygen concentration at the outlet was measured using a lambda sensor. Prior to the measurements, the sensor was calibrated.

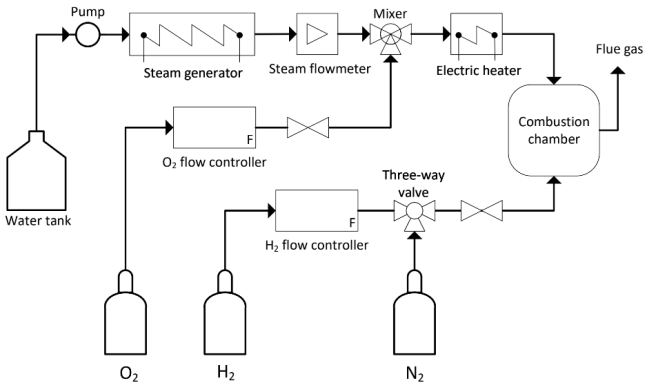


Fig. 1. Combustion test facility

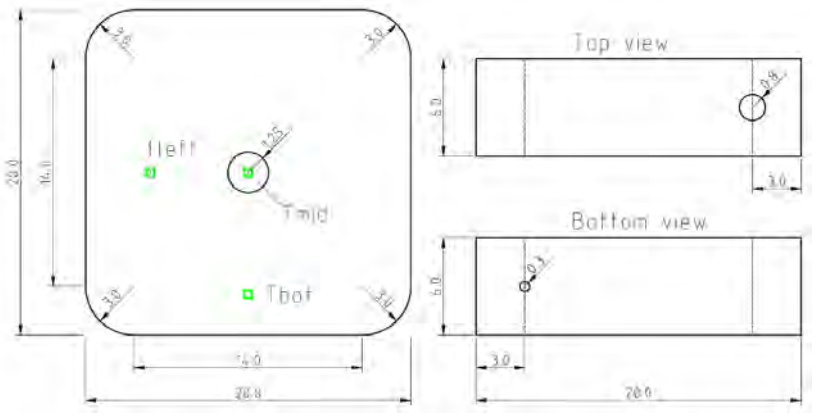


Fig. 2. The combustion chamber (dimensions in cm)

1.1. Experimental results

The experiments were conducted for constant steam flow rate of 6 kg/h for various oxygen concentrations in the oxidizer stream and excess air ratios. The considered oxygen concentration were: 10, 12, and 15% (vol.) and the excess oxidizer ratios λ were ranging from 1.0 to 2.5, although it should be stressed that for the smallest oxygen content in the oxidizer larger excess air ratios than 1.2 lead to flame quenching. Since the steam flow rate was kept constant, and the oxygen dilution and excess oxygen ratio was varying, the hydrogen flow rate was also changing, which lead to different thermal powers in the subsequent cases. The oxidizer stream was preheated above the autoignition temperature of H2 and was introduced in all cases at the temperature of 640°C.

In Fig. 3-5 the measured temperatures in the combustion chamber are presented for various oxygen content in the oxidizer stream. Fig. 3 corresponds to 15% (vol.) of O2 in the O2-H2O mixture, Fig. 4 to 12% and Fig. 5 to 10%. As can be seen the outlet temperature, although measured just 20 cm from the combustion chamber outlet is considerably lower than the temperatures in the combustor. For large excess oxygen ratios the temperatures are different in all locations. For that cases there is enough oxygen in the oxidizer stream to oxidize the fuel quickly near the H2 inlet, therefore the Tleft is the highest, and Tbot which is closest to the oxidizer inlet approaches 640°C. The central temperature (Tmid) is the between the Tleft and Tbot. As the excess oxygen ratio decreases, which was realized by introducing more H2, the temperatures Tbot and Tmid increase up to a point where they become higher than Tleft at $\lambda = 1$. This is due to the reaction zone extending over a much larger area of the combustion chamber. The oxidizer is located near the fuel inlet, but it is further diluted by recirculated exhaust gases. Therefore, due to insufficient mixing time, the reaction zone moves to further parts of the combustion chamber. Simultaneously, unreacted fuel encounters a fresh combustible mixture at the oxidizer inlet, enabling its oxidation in this zone.

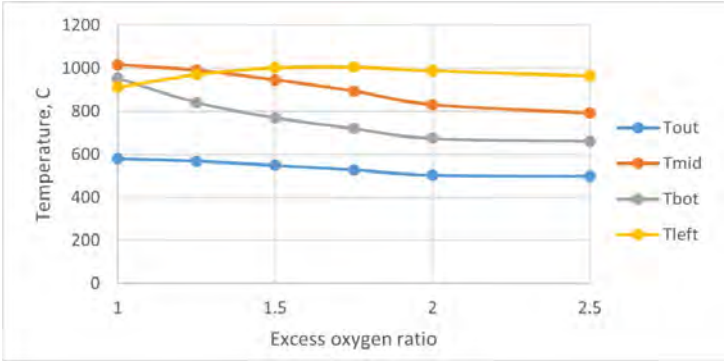


Fig. 3. Temperatures measured in the combustion for 15% (vol.) of O2 in the oxidizer

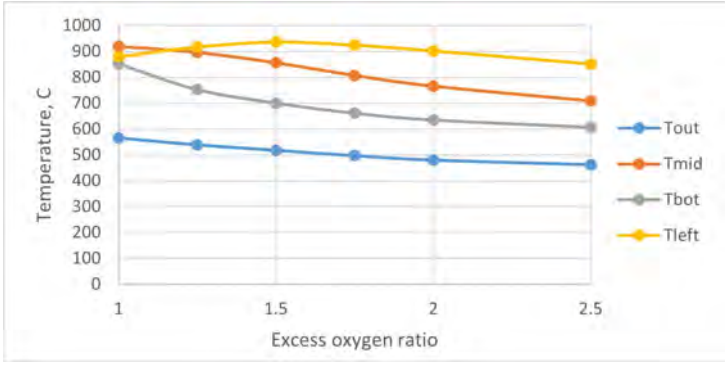


Fig. 4. Temperatures measured in the combustion for 12% (vol.) of O2 in the oxidizer

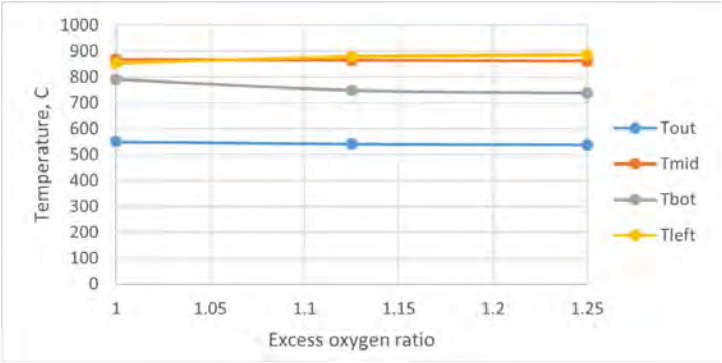


Fig. 5. Temperatures measured in the combustion for 10% (vol.) of O2 in the oxidizer

Therefore, the Tbot temperature increases significantly for $\lambda \rightarrow 1$. Similar temperature distributions were obtained for the case of 12% oxygen in the oxidizer, although the overall temperatures were lower due to smaller energy input and higher steam flow relative to the oxygen and hydrogen. For the lowest oxygen content of 10%, achieving stable combustion for $\lambda > 1.25$ was not possible, as the flame extinguished above that limit. It can be however seen that Tmid and Tleft are almost the same and the bottom temperature Tbot is slightly lower, since it is affected by the low temperature oxidizer. In Fig. 6 two pictures of the flame are presented for 12% O2 in the oxidizer and $\lambda = 2.0$ (left) and for $\lambda = 1.0$ (right). As can be seen the reaction zone is visible near the fuel inlet for the case of $\lambda = 2.0$, which leads to the highest temperature in Tleft thermocouple. Observing the glowing of the centrally placed thermocouple, one can also see where the reaction zone is progressing in the combustion chamber, and the circular motion of the gases is visible. As the excess oxygen ratio decreases to $\lambda = 1.0$ (right image of Fig. 6), the reaction zone is extended to larger portion of the combustion chamber volume, which leads to higher temperatures Tmid and Tbot.

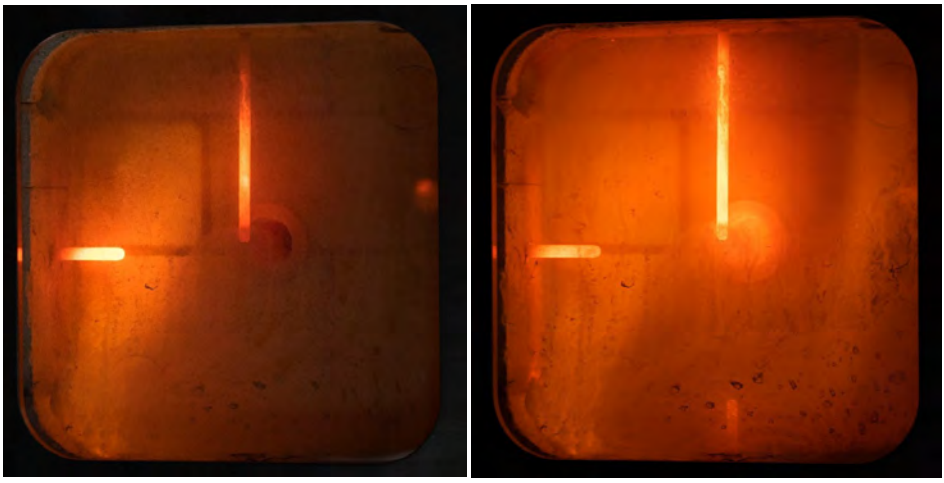


Fig. 6. Flame luminosity photographs for 12% O2 in the oxidizer at $\lambda = 2.0$ (left) and $\lambda = 1.0$ (right)

Furthermore, the reaction zone around the oxidizer jet is clearly visible, which indicates that some of unreacted fuel reaches this region and is oxidized there. It is known [9], that in the visible wave length range, there are many species emitting radiation in H2 flames, resulting in the red/orange flame. One of the contributors is H2O, which produces many emission lines in the visible wavelength range. Since in this study H2O is abundant, the reaction zone visibility can be attributed to H2O.

2. Numerical modeling

A computational fluid dynamics model of the combustion chamber was developed and used previously to design the combustion chamber (shape, injection ports positions, flow rates, etc.), which was reported in our previous study [8]. In this work, the final geometry of the combustion chamber was simulated using the Large Eddy Simulation approach with the Smagorinsky-Lilly sub-grid scale model. The generated mesh was composed of 6.4 mln grid cells. The 'no-model' approach has been applied in the chemistry calculations, and the chemical kinetic mechanism by Li et al. [10] was used with the In-Situ Adaptive Tabulation (ISAT) for acceleration of chemistry calculations. The unsteady calculations were run with a time step of 10^{-4} s, and the simulations were performed for 22 residence times of the gases in the combustion chamber. Data was collected to obtain time statistics for 12 residence times. The calculations were performed for fuel chemical energy flow of 10 kW for stoichiometric conditions ($\lambda = 1$) and oxygen content in the oxidizer of 10% (vol.) and the steam flow rate of 12 kg/h. The combustion chamber was treated as adiabatic, so it is expected that higher temperatures in the combustion chamber will be obtained from the simulations than measured in the experiments.

2.1. Results of numerical simulations

Sample temperature distributions in the combustion chamber are presented in Fig. 7, where in the left panel the instantaneous temperature is presented, whilst in the right panel the time averaged temperature contours are shown. It can be seen that the temperature in the combustion chamber is very uniform in the region of reaction zone, which is distributed in the left part of the domain. The right part is affected by the temperature of the oxidizer which was 900 K. The lowest temperature is near the fuel injection port, which was introduced at 300 K. The maximum temperature at the presented time instance is below 1600 K and the time averaged is lower. In Fig. 8 the contours of mass fraction of OH is presented, which indicates regions of intensive reactions zones. It can be observed that the high OH concentration spots are present throughout the left part of the domain, which is in agreement with identifying this region as highly reactive. Furthermore, a layer of high OH concentration is visible near the oxidizer jet, which was also observed in the photographs for $\lambda = 1$. It can be also seen from the figures, that the fuel jet, although quickly reacting, leans towards the outlet zone, therefore some of the unreacted or still reacting fuel is sucked into the outlet, prior to complete combustion due to low strength of the main recirculating convective flow. It was verified that the mean outlet H2 content in that case is 7.9 % (vol.). In Table 1 the comparison of measured and calculated (mean) temperatures at the same locations in the combustion chamber is presented. Generally, as expected, the calculated temperatures are higher than the measured due to the assumption of adiabatic walls in the model. Furthermore the measured temperatures are not corrected to take into account the heat loss due to radiation heat transfer from the thermocouple. Such correction could increase the measured temperature by

a few hundred K, however it was not made in this study due to complex assessment of boundary (radiation) temperature.

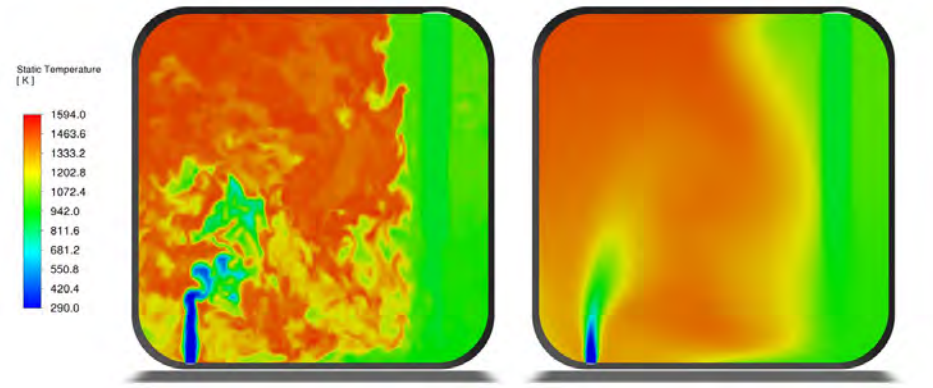


Fig. 7. Instantaneous (left) and mean (right) contours of temperature in the combustion chamber

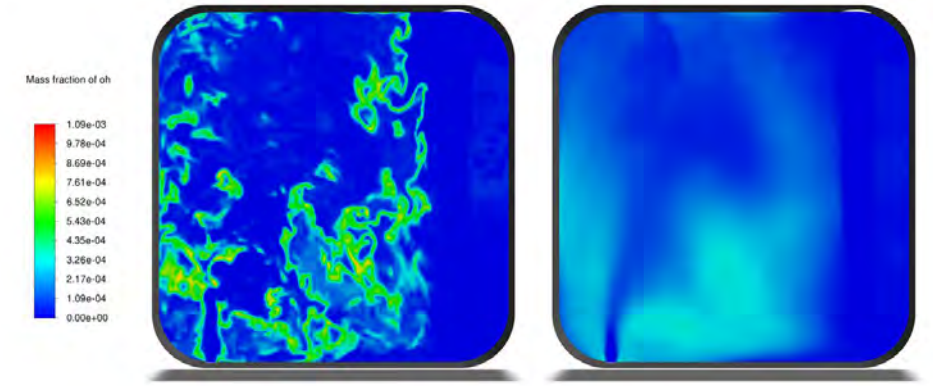


Fig. 8. Instantaneous (left) and mean (right) contours of mass fraction of OH radical in the combustion chamber

Table 1. Comparison of measured and calculated temperatures

	Tleft, °C	Tmid, °C	Tbot, °C
Measured	956	969	912
Calculated (adiabatic)	1063	1122	1126
Difference	107	153	214

Summary

This paper presents the results of experiments and numerical calculations of hydrogen combustion in mixtures of oxygen and water vapor. Combustion conditions correspond to the MILD regime, i.e., combustion occurs in a heated and diluted oxidizer. During the experiments, the MILD combustion

conditions described by Cavaliere and de Joannon were met, i.e., the reactant temperature was above the fuel ignition temperature and the temperature rise was lower than the ignition temperature. The fuel was supplied at ambient temperature, but it was relatively quickly heated to higher temperatures by mixing with the oxidizer and recirculated reaction products. As a result, combustion occurred in a large portion of the combustion chamber, corresponding to MILD combustion conditions. Combustion occurred with a visible reaction zone or zones. The intensity was significantly lower than typical for non-premixed combustion of hydrocarbon fuels. Radiation emission in the visible wavelength range can be attributed to water vapor, which is the dominant species in the analyzed system, as well as to other species radiating in the visible range. Calculations conducted using the LES approach confirmed the location of the distributed reaction zones. These were performed under adiabatic conditions, resulting in higher temperatures than those obtained by measurements. Due to the long calculation time, simulations were conducted over a period corresponding to 22 gas residence times in the combustion chamber, and averaging was performed over 12 residence times, which may affect the obtained mean quantities.

Acknowledgements

This research was funded in part by the National Science Centre, Poland, grant no. 2020/39/B/ST8/02494 and in part by the Statutory Research Fund (SUBB) of the Faculty of Energy and Environmental Engineering of the Silesian University of Technology. This support is gratefully acknowledged.

References

[1] Ghazal, M., Osman, M., Alhalabi, M., Gad, A., Yaghi, M., Ramadan, M., & Alkhedher, M. (2026). Advancements and challenges in green hydrogen production, storage, transportation, and utilization for climate-resilient energy systems. *Results in Engineering*, *29*, 108993. https://doi.org/10.1016/j.rineng.2026.108993

[2] du Toit, M. H., Avdeenkov, A. v., & Bessarabov, D. (2018). Reviewing H_2 Combustion: A Case Study for Non-Fuel-Cell Power Systems and Safety in Passive Autocatalytic Recombiners. *Energy & Fuels*, *32*(6), 6401–6422. https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.8b00724

[3] Yu, S., Hu, B., Li, X., Ren, X., Li, Y., & Gu, C. (2023). Thermodynamic and economic analysis of a revised Graz cycle using pure oxygen and hydrogen fuel. *International Journal of Hydrogen Energy*, *48*(98), 38907–38921. https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2023.06.157

[4] Cecere, D., Giacomazzi, E., di Nardo, A., & Calchetti, G. (2023). Gas Turbine Combustion Technologies for Hydrogen Blends. *Energies*, *16*(19), 6829. https://doi.org/10.3390/en16196829

[5] Tu, B., Wen, H., Yin, Y., Zhang, F., Su, X., Cui, D., & Cheng, M. (2020). Thermodynamic analysis and experimental study of electrode reactions and open circuit voltages for methane-fuelled SOFC. *International Journal of Hydrogen Energy*, *45*(58), 34069–34079. https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2020.09.088

[6] Haidn, O. J., Fröhlke, K., Carl, J., & Weingartner, S. (1998). Improved combustion efficiency of a H2/O2 steam generator for spinning reserve application. *International Journal of Hydrogen Energy*, *23*(6), 491–497. https://doi.org/10.1016/S0360-3199(97)00034-7

[7] Malyshenko, S. P., Gryaznov, A. N., & Filatov, N. I. (2004). High-pressure H$_2$/O$_2$-steam generators and their possible applications. *International Journal of Hydrogen Energy*, *29*, 589–596. https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2003.08.004

[8] Ciesielska, A., Klimanek, A., Sładek, S., Tumidajski, J., Szlęk, A., & Adamczyk, W. (2025). The design of a combustion chamber operated in MILD regime — Numerical modeling of hydrogen combustion in oxygen–steam mixtures. *Applied Thermal Engineering*, *259*, 124764. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.124764
[9] Pan, M., Liu, X., Lai, Y., Zhang, Y., & Zhang, Y. (2024). Resolving Visible Emission Lines in Hydrogen Diffusion Flames. *Aerospace*, *11*(12), 983. https://doi.org/10.3390/aerospace11120983
[10] Li, J., Zhao, Z., Kazakov, A., & Dryer, F. L. (2004). An updated comprehensive kinetic model of hydrogen combustion. *International Journal of Chemical Kinetics*, *36*(10), 566–575. https://doi.org/10.1002/kin.20026

Rozdział 2
Zagadnienia zrównoważonej gospodarki energetycznej

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_8

Kierunki rozwoju światowej energetyki Zasoby i technologie konwersji energii

ROMAN DOMAŃSKI
Sieć Badawcza Łukasiewicz – Instytut Lotnictwa
Al. Krakowska 110/114, 02-256 Warszawa
e-mail: Roman.Domanski@ilot.lukasiewicz.gov.pl

Słowa kluczowe: zasoby energetyczne, transformacja energetyczna, scenariusze rozwoju, konwersja energii, energetyka jądrowa, odnawialne źródła energii, magazynowanie energii.

Przedstawiono przegląd światowych zasobów energii, scenariuszy transformacji oraz kierunków rozwoju technologii konwersji w perspektywie 2050 roku, z odniesieniem do dalszej perspektywy. Omówiono paliwa kopalne i jądrowe oraz odnawialne strumienie energii, rozróżniając zasoby geologiczne, rezerwy i potencjał możliwy do wykorzystania. Porównano główne kierunki rozwoju wskazywane w scenariuszach IEA, IRENA, DNV i BP. Omówiono kryteria oceny technologii: sprawność energetyczną i egzergetyczną, współczynnik wykorzystania mocy, czas realizacji inwestycji oraz wartość systemową. Analiza wskazuje, że zasadniczym wyzwaniem jest przekształcenie dostępnych zasobów w niezawodne dostawy energii użytecznej przy akceptowalnych kosztach i ograniczonym oddziaływaniu na środowisko. Rozwój OZE, energetyki jądrowej, magazynów, wodoru i sieci powinien być rozpatrywany łącznie. Długookresowe bezpieczeństwo będzie zależało od integracji technologii, odporności infrastruktury oraz zdolności finansowania i realizacji inwestycji. Wybrane porównania przedstawiono w tabelach i autorskich infografikach przygotowanych z wykorzystaniem narzędzi sztucznej inteligencji.

Wprowadzenie

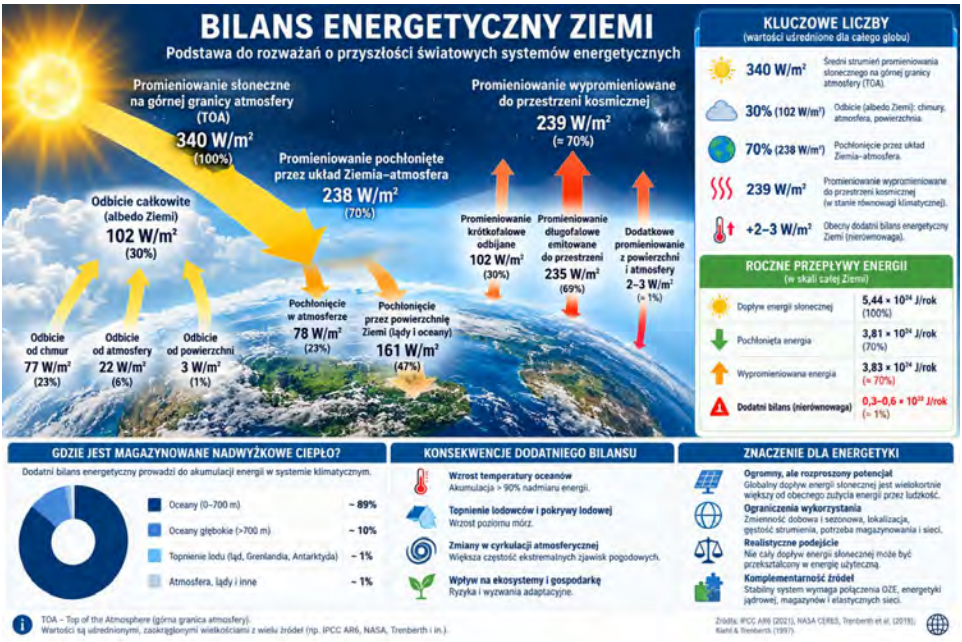
Dynamiczny rozwój cywilizacyjny, wzrost liczby ludności, postępująca urbanizacja oraz rosnące zapotrzebowanie na energię we wszystkich jej postaciach, a w szczególności na energię elektryczną, sprawiają, że długoterminowy rozwój światowej energetyki należy do najważniejszych wyzwań XXI wieku. Jednocześnie sektor energetyczny stoi przed koniecznością ograniczenia oddziaływania na środowisko przy zachowaniu wysokiego poziomu bezpieczeństwa dostaw, stabilności systemu oraz akceptowalnych kosztów wytwarzania energii.

Celem pracy jest syntetyczna ocena zasobów energetycznych i technologii, które mogą kształtować światowy system energetyczny do 2050 roku i w dalszej perspektywie. Przyjęto tezę, że o kierunkach transformacji będą decydować przede wszystkim możliwości konwersji, magazynowania, przesyłu i wykorzystania energii, rozpatrywane łącznie z bezpieczeństwem dostaw, kosztami oraz wymaganiami środowiskowymi. Opracowanie ma charakter przeglądowo-analityczny; przedstawione scenariusze nie stanowią prognoz o określonym prawdopodobieństwie realizacji.

Zestawienia literaturowe [2,5,7,17,18] wskazują, że światowa podaż energii pierwotnej nadal opiera się głównie na paliwach kopalnych, mimo rekordowego przyrostu mocy zainstalowanej odnawialnych źródeł energii oraz dynamicznego rozwoju energetyki jądrowej w wielu regionach świata. Rosnąca

elektryfikacja transportu, rozwój pomp ciepła, produkcja wodoru oraz gwałtowny wzrost zapotrzebowania na energię przez centra danych powodują, że energia elektryczna staje się podstawowym nośnikiem energii nowoczesnej gospodarki.

Fizyczne tło rozważań stanowi bilans energetyczny Ziemi. Średni strumień promieniowania słonecznego na górnej granicy atmosfery wynosi około 340 W/m²; około 30% ulega odbiciu, a pozostała część jest absorbowana przez układ Ziemia–atmosfera. Bilans energetyczny Ziemi w postaci infografiki wykonanej na podstawie informacji z literatury i poprawek Autora pokazano na rys. 1.



Rys.1. Podstawowe informacje o bilansie energetycznym Ziemi (opracowanie własne na postawie literatury)

Dodatni bilans pomiędzy energią pochłanianą i wypromieniowywaną prowadzi do akumulacji ciepła w systemie klimatycznym [13]. Duży dopływ energii słonecznej nie oznacza jednak, że można go w całości przekształcić w energię

1. Zasoby energetyczne i bezpieczeństwo dostaw

1.1 Zasoby, rezerwy i wskaźnik R/P

W analizie energetycznej należy rozróżniać zasoby geologiczne, zasoby technicznie wydobywalne, rezerwy udokumentowane oraz odnawialne strumienie energii. Wielkości te opisują różne aspekty dostępności i nie powinny być stosowane zamiennie. Rezerwy są częścią zasobów możliwą do gospodarczego wykorzystania przy określonych warunkach technicznych i ekonomicznych; zmieniają się wraz z cenami, technologią i rozpoznaniem złóż.

Wskaźnik R/P (reserves-to-production) jest stosunkiem rezerw pozostających na koniec roku do rocznej produkcji. Wyrażony w latach opisuje bieżącą relację rezerw do tempa eksploatacji. Nie określa daty wyczerpania surowca, ponieważ zarówno licznik, jak i mianownik mogą zmieniać się

wraz z odkryciami, inwestycjami, popytem i polityką energetyczną [2,17,18]. Spadek produkcji może zwiększyć R/P bez odkrycia nowych złóż, a szybki wzrost wydobycia może obniżyć ten wskaźnik mimo wzrostu rezerw.

Z punktu widzenia bezpieczeństwa większe znaczenie niż sama wielkość zasobów mogą mieć ich rozmieszczenie, koncentracja produkcji, możliwość transportu i magazynowania oraz stabilność regionów dostaw. Zasób geologiczny nie jest równoważny zdolności dostarczenia energii w potrzebnym miejscu i czasie. Dotyczy to również paliw jądrowych, których dostępność zależy od wydobycia, przetwarzania i organizacji cyklu paliwowego.

1.2 Paliwa kopalne

Paliwa kopalne nadal stanowią podstawę światowej podaży energii pierwotnej, mimo szybkiego rozwoju źródeł niskoemisyjnych [2,5,17,18]. Węgiel ma największą bazę zasobową spośród paliw kopalnych, a jego udokumentowane rezerwy koncentrują się w Stanach Zjednoczonych, Rosji, Australii, Chinach i Indiach. Wskaźnik R/P przekracza 100 lat [2,17]. Jednocześnie wysoka emisyjność powoduje, że w większości scenariuszy udział węgla maleje, choć w części gospodarek rozwijających się pozostaje on istotny dla bezpieczeństwa dostaw.

Ropa naftowa zachowuje szczególne znaczenie w transporcie i petrochemii. Koncentracja zasobów na Bliskim Wschodzie i w państwach OPEC zwiększa wrażliwość rynku na czynniki geopolityczne. Elektryfikacja transportu drogowego może ograniczać popyt, lecz lotnictwo, żegluga i przemysł chemiczny nadal wymagają paliw i surowców o wysokiej gęstości energii [2,7,17,18].

Gaz ziemny charakteryzuje się mniejszą emisją CO_2 podczas spalania niż węgiel i może pełnić funkcję paliwa przejściowego. Znaczenie mają zarówno złoża konwencjonalne, jak i gaz łupkowy, tight gas oraz zasoby morskie; LNG zwiększa możliwości transportu. Korzyści klimatyczne zależą jednak od ograniczenia emisji metanu w łańcuchu dostaw, zastępowania bardziej emisyjnych paliw i unikania długotrwałego uzależnienia od infrastruktury kopalnej. Ocena gazu powinna obejmować również bezpieczeństwo terminali, kierunki dostaw i zobowiązania kontraktowe.

W dłuższej perspektywie rozpatruje się hydraty metanu [25,29], jednak sama wielkość ich zasobów nie przesądza o możliwości gospodarczego wykorzystania. Dla oceny transformacji ważniejsze od rozszerzania katalogu surowców jest ustalenie, które zasoby mogą zapewnić bezpieczną i ekonomicznie uzasadnioną podaż.

1.3 Paliwa jądrowe

Ocena zasobów uranu jest ściśle związana z cyklem paliwowym. Reaktory lekkowodne pracujące w otwartym cyklu wykorzystują tylko część potencjału naturalnego uranu. Recykling paliwa i reaktory prędkie mogą wielokrotnie zwiększać stopień wykorzystania zasobów. Wysoka gęstość energii paliwa ogranicza jego zużycie i wymagania transportowe w przeliczeniu na jednostkę wytworzonej energii [26,31].

Raport Red Book 2024 OECD/NEA–IAEA podaje, według stanu na 1 stycznia 2023 roku, 7 934 500 tU zidentyfikowanych zasobów możliwych do odzysku przy kosztach do 260 USD/kgU oraz 5 925 700 tU do 130 USD/kgU. Są to kategorie zasobów zależne od przyjętego progu kosztowego. Porównywanie ich z rocznym wydobyciem daje orientacyjny horyzont dostępności, lecz nie zastępuje oceny przyszłego zapotrzebowania, możliwości przerobu i cyklu paliwowego. Znaczące zasoby znajdują się m.in. w Australii, Kazachstanie, Kanadzie, Namibii i Rosji. [35]

Horyzont dostępności paliwa jądrowego należy rozpatrywać na dwóch poziomach. Pierwszy dotyczy zaopatrzenia istniejącej i planowanej floty reaktorów w ramach obecnych technologii. Drugi obejmuje długookresowy potencjał związany ze zmianą cyklu paliwowego i zastosowaniem reaktorów lepiej wykorzystujących surowiec. Wysokie zasoby geologiczne oraz możliwość ich efektywniejszego wykorzystania nie znoszą potrzeby inwestycji w wydobycie i przetwarzanie. Z kolei rozwój nowych cykli wymaga czasu, infrastruktury i potwierdzenia parametrów eksploatacyjnych. Rozdzielenie tych dwóch perspektyw pozwala uniknąć przedstawiania potencjału przyszłych technologii jako zasobu energii już dostępnego dla obecnego systemu.

Tor stanowi ważną opcję długookresową. Naturalny Th-232 jest izotopem paliworodnym; po wychwycie neutronu i kolejnych przemianach beta powstaje rozszczepialny U-233. Rozpoczęcie pracy wymaga więc odpowiedniego materiału rozszczepialnego, np. U-235, Pu-239 lub U-233 z wcześniejszego cyklu. Potencjału toru nie należy utożsamiać z gotowością do masowego wdrożenia: potrzebne są dojrzałe technologie paliwowe, przerób, rozwiązania materiałowe i demonstracja długotrwałej eksploatacji [32].

Wykorzystanie toru ma przede wszystkim charakter badawczy i demonstracyjny. Brak rozwiniętego komercyjnego łańcucha dostaw sprawia, że klasyczny R/P ma dla niego ograniczoną interpretowalność. Z perspektywy bezpieczeństwa paliwowego należy zatem oddzielać dostępność surowca od dojrzałości technologii, które umożliwią odzyskanie zawartej w nim energii.

1.4 Odnawialne strumienie energii

Odnawialne zasoby wynikają z procesów stale zachodzących w środowisku. Promieniowanie słoneczne napędza obieg atmosferyczny i hydrologiczny oraz fotosyntezę; inne źródła obejmują oddziaływania grawitacyjne i ciepło wnętrza Ziemi. Potencjał teoretyczny przewyższa obecne zapotrzebowanie, lecz jego wykorzystanie ograniczają uwarunkowania techniczne, ekonomiczne, środowiskowe i przestrzenne [3,5,10,14,15]. Należy więc odróżniać potencjał teoretyczny, techniczny, ekonomiczny i faktycznie wykorzystany.

Energia słoneczna i wiatrowa charakteryzują się dużą zmiennością oraz zależnością od lokalizacji. Ich rozwój wymaga sieci, elastycznego popytu i odpowiednich sposobów magazynowania. Hydroenergetyka ma szczególną wartość systemową dzięki możliwości regulacji mocy, a elektrownie szczytowo-pompowe zapewniają wielkoskalowe magazynowanie [14,15]. Możliwości rozwoju ograniczają jednak warunki hydrologiczne, terenowe i środowiskowe.

Biomasa wymaga oceny pełnego cyklu życia. Jej wpływ na klimat zależy od rodzaju surowca, sposobu pozyskania, transportu i zmian użytkowania ziemi [16,19]. Geotermia oraz energia mórz i oceanów mogą być ważne regionalnie, lecz nie mają jednakowych warunków rozwoju we wszystkich częściach świata. Dostępność terenów i metali krytycznych stanowi dodatkowy warunek praktycznego wykorzystania OZE.

Tabela 1 porządkuje zasoby paliw i odnawialne przepływy energii według podstawy ich oceny i ograniczeń wykorzystania. Wielkości zasobowe i roczne strumienie mają różne znaczenie: nie można ich porównywać wyłącznie według masy surowca lub bez określenia okresu odniesienia. Dla paliw jądrowych ilość możliwej do uzyskania energii zależy dodatkowo od stopnia wykorzystania paliwa.

Tabela 1. Zasoby i strumienie energii — podstawa oceny i ograniczenia (opracowanie własne)

Zasób lub strumień	Podstawa oceny	Najważniejsze ograniczenie
Węgiel	Rezerwy i tempo wydobycia; wskaźnik R/P	Emisyjność oraz regionalne uwarunkowania dostaw
Ropa naftowa i gaz ziemny	Rezerwy, wydobycie i dostęp do infrastruktury	Koncentracja dostaw, transport i emisje w cyklu życia
Uran	Zasoby według progu kosztowego i przyjętego cyklu paliwowego	Zdolności wydobywcze i przetwórcze; stopień wykorzystania paliwa
Tor	Potencjał surowcowy oraz możliwość wytworzenia U-233	Dojrzałość reaktorów i całego łańcucha paliwowego
Promieniowanie słoneczne i wiatr	Strumień energii, lokalizacja oraz zmienność	Sieci, bilansowanie, przestrzeń i magazynowanie
Energia wodna	Zasoby hydrologiczne i warunki terenowe	Dostępne lokalizacje oraz oddziaływanie środowiskowe
Biomasa	Odnawialna podaż surowca i bilans cyklu życia	Pozyskanie, logistyka i użytkowanie gruntów
Geotermia oraz energia mórz i oceanów	Lokalny potencjał techniczny i ekonomiczny	Warunki miejsca oraz dojrzałość wybranej technologii

1.5 Porównanie zasobów i wskaźników R/P

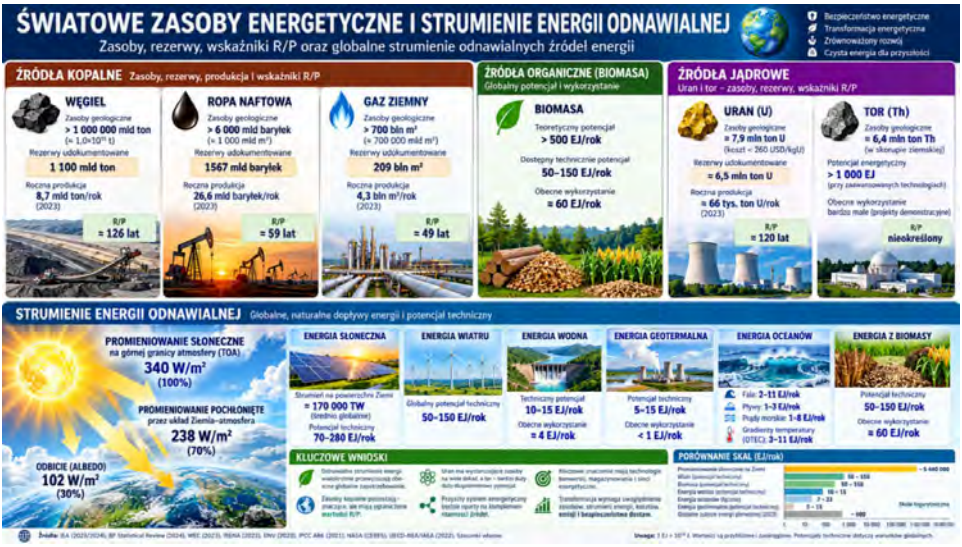
Na rysunku 2 zestawiono rezerwy podstawowych paliw kopalnych oraz zasoby uranu i toru (opracowanie własne na podstawie literatury podanej na rysunku). Dla paliw kopalnych wskaźnik obliczono jako:

$$R/P = \frac{R}{P} \quad [lata] \qquad (1)$$

gdzie R oznacza rezerwy na koniec roku, a P — produkcję w tym roku, wyrażoną w tych samych jednostkach surowca na rok. Dla węgla łącznie przyjęto 1 100 026 mln t rezerw oraz 8 732,0 mln t produkcji w 2022 roku; R/P wynosi 126,0 lat [33]. Dla ropy surowej według zakresu OPEC przyjęto 1 566,869 mld baryłek rezerw i 72,584 mln baryłek dziennie w 2024 roku. Po uwzględnieniu 366 dni daje to 26,565744 mld baryłek rocznie i R/P = 59,0 lat. Dla gazu ziemnego 208,892 bln standardowych m³ rezerw oraz 4,288564 bln standardowych m³ produkcji handlowej oznacza R/P = 48,7 lat [34].

Dla uranu zastosowano odmienną kategorię: zidentyfikowane zasoby odzyskiwalne RAR + inferred, stan na 1 stycznia 2023 roku, podzielone przez wydobycie w 2022 roku wynoszące 49 490 tU. Przy progu kosztu odzysku <130 USD/kgU iloraz wynosi 119,7 lat, a przy <260 USD/kgU — 160,3 lat. Progi są kumulacyjne; nie należy sumować odpowiadających im zasobów. Są to wskaźniki zasoby/produkcja, a nie klasyczny R/P rezerw ani okres pokrycia przyszłego zapotrzebowania reaktorów [35].

Dla toru podano około 6,4 mln tTh in situ według historycznego zestawienia OECD/NEA–IAEA z 2016 roku. Klasyfikacja tych zasobów nie jest jednolita ani równoważna klasyfikacji uranu. Brak reprezentatywnej produkcji na potrzeby komercyjnej energetyki uniemożliwia podanie miarodajnego R/P [36]. Z kolei paliworodny U-238 i Th-232 mogą służyć do wytwarzania materiałów rozszczepialnych w odpowiednich cyklach paliwowych; ich potencjału nie należy dopisywać jako prostego mnożnika obecnego wskaźnika [31,32].



Rys. 2. Światowe rezerwy paliw kopalnych, zasoby paliw jądrowych i ich relacja do rocznej produkcji. Opracowanie i obliczenia własne na podstawie [33–36]. Ilorazy obliczono z wartości źródłowych, przed zaokrągleniem na infografice.

Porównanie ma charakter statyczny. Zmiany cen, rozpoznania złóż, technologii i tempa wydobycia wpływają na R oraz P. Dodatkowo definicja ropy w OPEC nie obejmuje wszystkich paliw ciekłych, a kanadyjskie rezerwy w wykorzystanej tabeli nie obejmują piasków roponośnych. Produkcja handlowa gazu wyłącza m.in. reiniekcję i spalanie w pochodniach [34]. Dla OZE oraz biomasy właściwa jest analiza odnawialnych strumieni i trwałości pozyskania, zamiast stosowania R/P złóż kopalnych.

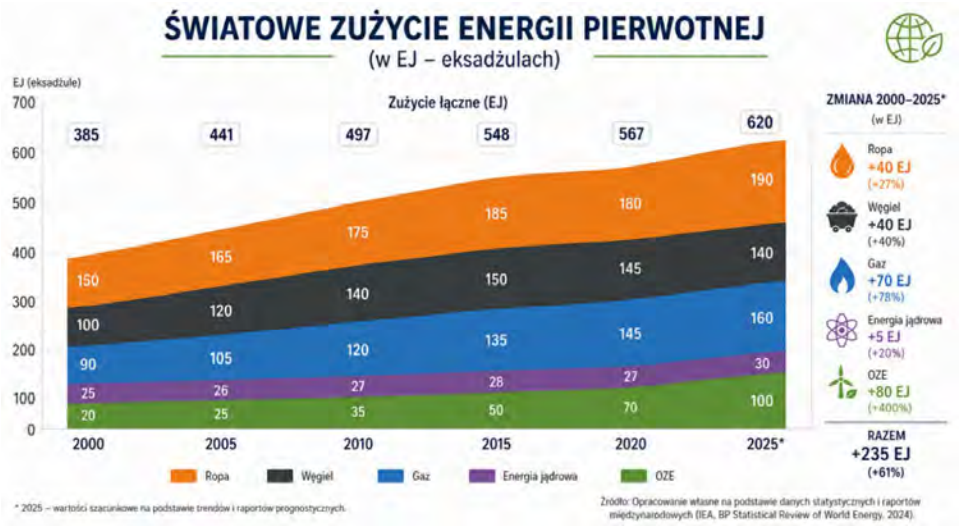
2. Scenariusze rozwoju światowego systemu energetycznego

2.1 Metoda interpretacji i stan wyjściowy

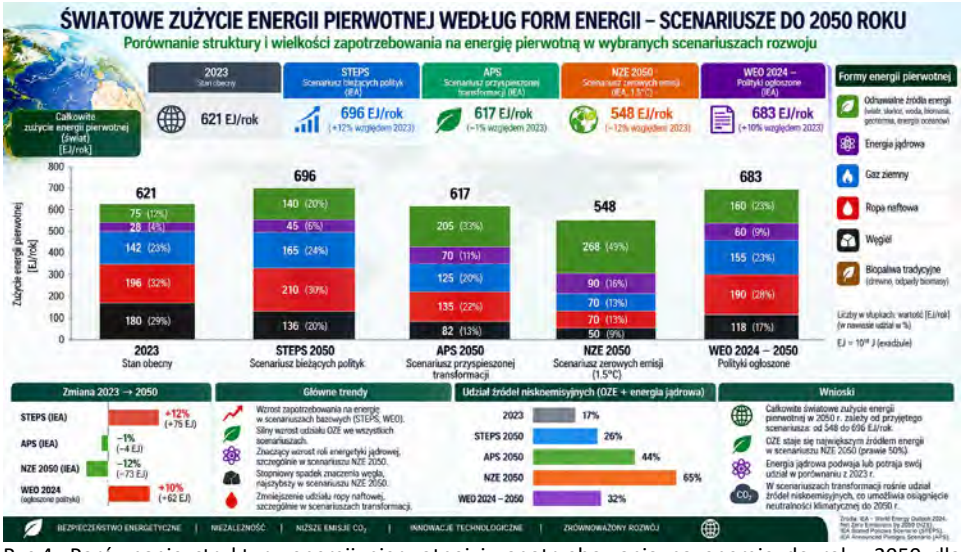
Scenariusze przedstawiają możliwe kierunki zmian przy określonych założeniach dotyczących polityki, wzrostu gospodarczego, demografii, technologii i zachowań społecznych. Umożliwiają porównanie skutków decyzji, lecz nie są dosłownymi przewidywaniami. W niniejszym przeglądzie wykorzystano kierunki zmian omawiane przez IEA, IRENA, DNV i BP [2,5,17,18].

Na zapotrzebowanie wpływają równocześnie wzrost liczby ludności, rozwój przemysłu i zmniejszanie nierówności w dostępie do energii. Gospodarki rozwijające się będą zwiększać zużycie związane z infrastrukturą i poprawą poziomu życia, podczas gdy państwa zamożne będą w większym stopniu modernizować istniejące systemy. Zużycie per capita pozostaje użytecznym wskaźnikiem

porównawczym, ale nie uwzględnia samo w sobie klimatu, struktury przemysłu ani efektywności konwersji. Na rysunku 3 pokazano zużycie energii pierwotnej w latach 2000 – 2025 jako punkt wyjściowy do rozważań nad scenariuszami rozwoju energetycznego.



Rys. 3. Zmiany światowego zużycia energii pierwotnej. Opracowanie własne na podstawie zestawień statystycznych i raportów; rok 2025 przedstawiono jako oszacowanie.



Rys.4. Porównanie struktury energii pierwotnej i zapotrzebowania na energię do roku 2050 dla scenariuszy IEA i WEO (opracowanie własne).

Bardzo nierównomierne zapotrzebowanie energii na głowę powoduje przesunięcie wzrostu zapotrzebowania ku gospodarkom wschodzącym i rozwijającym się i zmienia geografię inwestycji. Państwa Azji, Afryki, Bliskiego Wschodu i Ameryki Łacińskiej muszą równocześnie zwiększać dostęp do energii oraz budować infrastrukturę pozwalającą wykorzystać źródła niskoemisyjne. Nie jest to to samo zadanie co zastępowanie istniejących instalacji w systemach o wysokim poziomie zużycia. Wspólne cele nie muszą zatem prowadzić do jednakowych struktur wytwarzania ani identycznej kolejności inwestycji. Warunki regionalne, istniejąca infrastruktura oraz potrzeby przemysłu powinny być uwzględniane już przy interpretacji scenariuszy, a nie dopiero podczas wyboru konkretnej technologii.

Mimo przyrostu mocy OZE światowa podaż pozostaje zdominowana przez paliwa kopalne. Jednocześnie wzrasta popyt na energię elektryczną, rozwijają się źródła słoneczne i wiatrowe, a tempo zmian udziałów w bilansie energii pierwotnej jest mniejsze niż tempo przyrostu nowych mocy.

Jak wynika z tych scenariuszy tylko dla scenariusza NZE w roku 20250 znaczenie OZE jest większe niż znaczenie paliw kopalnych organicznych.

2.2 Wspólne kierunki i różnice między scenariuszami

Największa zgodność dotyczy elektryfikacji oraz wzrostu znaczenia OZE. Różnice obejmują tempo ograniczania paliw kopalnych, rolę energetyki jądrowej, skalę wykorzystania wodoru i wychwytywania CO_2 oraz zakres elektryfikacji przemysłu i transportu. Podstawowe wnioski zestawiono w tabeli 2.

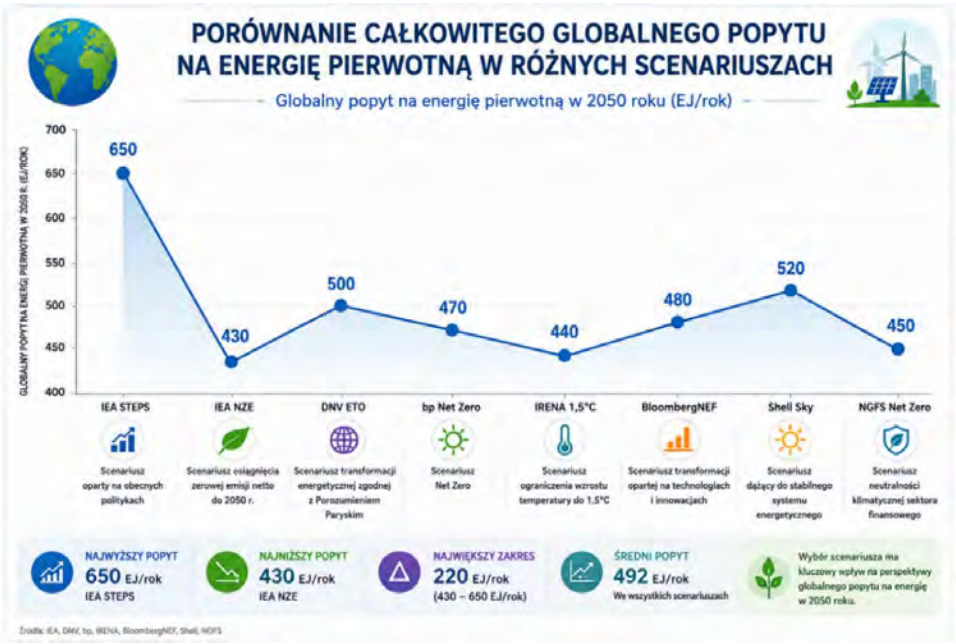
Tabela 2. Wspólne kierunki zmian i ich konsekwencje systemowe

Obszar	Kierunek zmian	Konsekwencja systemowa
Energia elektryczna	Wzrost znaczenia w zużyciu końcowym	Rozbudowa wytwarzania i sieci
OZE	Szybki przyrost mocy słonecznych i wiatrowych	Większe potrzeby bilansowania i elastyczności
Energetyka jądrowa	Utrzymanie lub wzrost roli w wielu scenariuszach	Dostawy mocy niskoemisyjnej i długie cykle inwestycyjne
Paliwa kopalne	Spadek udziału węgla; zróżnicowana rola gazu i ropy	Zmiana infrastruktury i kierunków handlu
Wodór	Rozwój głównie w zastosowaniach trudnych do elektryfikacji	Nowe łańcuchy produkcji i transportu
Magazyny i sieci	Rosnące nakłady oraz znaczenie regulacyjne	Koordynacja inwestycji z rozwojem źródeł

Porównanie scenariuszy obejmuje dwa odrębne zagadnienia: zmianę struktury źródeł oraz całkowitą wielkość zapotrzebowania. Sama zmiana udziałów procentowych nie określa przyrostu produkcji danego źródła. Scenariusze różnią się założeniami efektywności, zakresem sektorowym i sposobem bilansowania energii, dlatego zestawienie wielkości zapotrzebowania na rys. 3 należy traktować jako ilustracyjne. Na rysunku 4 przedstawiono porównanie

Ścieżki o silnej elektryfikacji i wysokiej efektywności mogą wykazywać niższe zapotrzebowanie na energię pierwotną przy jednoczesnym wzroście usług energetycznych. Ograniczanie strat konwersji jest zatem równie ważne jak rozbudowa mocy. Różnic pomiędzy wartościami na rys. 5 nie należy interpretować jako błędu prognozy: przedstawiają one odmienne założenia dotyczące przyszłej gospodarki i systemu energetycznego.

Porównanie scenariuszy powinno obejmować także czynniki, które prowadzą do odmiennych wyników. W odniesieniu do elektroenergetyki istotne są relacje między przyrostem źródeł zmiennych, mocami dyspozycyjnymi i rozwojem sieci. W przemyśle oraz transporcie ciężkim większe znaczenie mają możliwości zastąpienia paliw energią elektryczną, wodorem lub paliwami syntetycznymi. Różne założenia dla tych sektorów wpływają na wielkość i strukturę całego zapotrzebowania. Z tego względu wspólny kierunek zmian może być lepiej uzasadniony niż konkretna wartość udziału przypisana do roku 2050. W ocenie autora szczególnej kontroli wymagają założenia o tempie rozbudowy infrastruktury oraz o zdolności realizacji wielu inwestycji równocześnie [5,17,27].



Rys. 5. Porównanie zapotrzebowania na energię pierwotną w 2050 roku w wybranych scenariuszach. Zestawienie ma charakter ilustracyjny; wartości nie są prognozami o jednakowych założeniach (opracowanie własne).

2.3 Elektryfikacja i warunki realizacji transformacji

Udział energii elektrycznej będzie zwiększać się wskutek rozwoju elektromobilności, pomp ciepła, elektryfikacji przemysłu, produkcji wodoru oraz gospodarki cyfrowej. W większości analiz produkcja energii elektrycznej rośnie szybciej niż całkowite końcowe zużycie energii. Oznacza to przesunięcie obciążeń między nośnikami, a nie tylko wzrost skali dotychczasowego systemu.

Przewaga energetyki słonecznej i wiatrowej wynika z modułowości, relatywnie krótkiego czasu realizacji oraz obniżania kosztów. Wzrost udziału tych źródeł zwiększa jednak znaczenie sieci, magazynów, bilansowania sezonowego i mocy dostępnych w okresach niekorzystnej pogody. Ocena kosztu pojedynczej instalacji nie wystarcza do ustalenia kosztu niezawodnych dostaw do odbiorcy.

Energetyka jądrowa występuje w wielu scenariuszach jako element uzupełniający OZE. Zapewnia niskoemisyjną produkcję o wysokiej dyspozycyjności, ale wymaga odpowiedniego finansowania, terminowej realizacji i organizacji cyklu paliwowego. Jej przyszły udział zależy od warunków krajowych; nie można przenosić jednego modelu systemu na wszystkie regiony.

Największe rozbieżności dotyczą hutnictwa, przemysłu chemicznego i cementowego, transportu ciężkiego, lotnictwa oraz żeglugi [5,17,27]. W tych sektorach potrzebne są kombinacje elektryfikacji, wodoru, paliw syntetycznych, poprawy efektywności i ograniczania emisji procesowych. Tempo ich zmian może być mniejsze niż tempo dekarbonizacji elektroenergetyki.

Na rysunku 6 przedstawiono sprawności netto i współczynniki wykorzystania mocy wybranych technologii konwersji energii. Te wartości powinny być bezwzględnie uwzględniane w wyborze ścieżki elektryfikacji.



Rys. 6. Sprawności netto i współczynniki wykorzystania mocy wybranych technologii konwersji energii. Infografika porównawcza; wartości orientacyjne (opracowanie własne).

Główne bariery obejmują ograniczoną przepustowość sieci, dostępność metali krytycznych, długie procedury inwestycyjne, koszty kapitału, niedobór specjalistów i niestabilność regulacji. Znaczenie mają również zagrożenia geopolityczne, naturalne i cybernetyczne. Ambitne ścieżki wymagają zatem oceny, czy tempo budowy infrastruktury i zdolności wykonawcze odpowiadają zakładanemu tempu wdrażania urządzeń.

4. Kryteria oceny technologii konwersji energii

Zadaniem systemu energetycznego jest przekształcenie energii pierwotnej w postać użyteczną z zachowaniem niezawodności dostaw i możliwie małymi stratami. Konwersja przebiega często wieloetapowo: od paliwa lub strumienia odnawialnego przez energię elektryczną, ciepło albo wodór do usługi końcowej. Straty na kolejnych etapach kumulują się, a nieodwracalność procesów ogranicza możliwość uzyskania pracy użytecznej [7,28].

W całym porównaniu należy konsekwentnie rozróżniać energię pierwotną, końcową i użyteczną. Energia pierwotna odnosi się do zasobów lub strumieni przed rozpatrywanymi przemianami. Energia końcowa jest dostarczana odbiorcy w określonym nośniku, natomiast energia użyteczna stanowi efekt jego wykorzystania, np. ciepło przekazane do ogrzewanego pomieszczenia lub pracę mechaniczną. Udział wodoru w energii końcowej nie jest więc równoważny jego udziałowi w energii pierwotnej. Również elektryfikacja zmienia nie tylko rodzaj nośnika, lecz cały łańcuch konwersji. Zestawienie scenariuszy powinno wskazywać, którego poziomu bilansu dotyczą wartości, aby zmian struktury zużycia nie utożsamiać ze zmianami sprawności lub skali dostarczanych usług.

Sprawność energetyczna określa stosunek użytecznego efektu energetycznego do nakładu. Sprawność egzergetyczna uwzględnia dodatkowo jakość energii i warunki otoczenia. Przy porównywaniu elektrowni, kogeneracji i źródeł ciepła należy zachować zgodny zakres bilansu: sprawność elektryczna nie jest tożsama ze sprawnością całkowitą układu, w którym wykorzystuje się również ciepło.

Tabela 3. Kryteria porównywania technologii energetycznych (opracowanie własne)

Kryterium	Co opisuje	Znaczenie dla oceny
Sprawność energetyczna	Użyteczny efekt w stosunku do nakładu energii	Wymaga jednakowych granic bilansu
Sprawność egzergetyczna	Wykorzystanie zdolności energii do wykonania pracy	Ujawnia straty jakości energii
Współczynnik wykorzystania mocy	Produkcję względem pracy z mocą znamionową	Nie jest miarą sprawności konwersji
Dyspozycyjność i elastyczność	Dostępność źródła i zdolność zmiany obciążenia	Wpływają na bezpieczeństwo i bilansowanie
Gęstość energii i infrastruktura	Wymagania materiałowe, terenowe i logistyczne	Określają praktyczną skalę wdrożenia
Czas budowy i eksploatacji	Tempo uzyskania efektu i trwałość inwestycji	Wiążą technologię z horyzontem planowania
Wartość systemowa	Wpływ na działanie całego układu	Obejmuje współpracę ze źródłami, siecią i magazynami

Współczynnik wykorzystania mocy (WLM, ang. capacity factor, CF) jest stosunkiem rzeczywiście wytworzonej energii do energii możliwej do uzyskania przy ciągłej pracy z mocą znamionową w danym okresie:

$$WLM = \frac{E}{P_n \cdot t} \cdot 100\% = \frac{\bar{P}}{P_n} \cdot 100\% \quad (2)$$

gdzie: E oznacza wytworzoną energię, P_n — moc znamionową, t — długość rozpatrywanego okresu, a $\bar{P}$ — średnią moc. Dla E wyrażonego w MWh należy stosować P_n w MW i t w godzinach. Wysoki WLM nie przesądza o wysokiej sprawności, a wysoka sprawność nie gwarantuje dostępności mocy w godzinach największego zapotrzebowania.

Biomasa, hydroenergetyka i paliwa jądrowe ilustrują różne wymagania infrastrukturalne. Biomasa zależy od pozyskania, transportu i magazynowania surowca. Hydroenergetyka osiąga wysoką sprawność konwersji mechaniczno-elektrycznej, lecz jest ograniczona lokalizacją. Paliwa jądrowe umożliwiają koncentrację dużej ilości energii w niewielkiej masie, ale wymagają złożonego cyklu paliwowego, nadzoru i gospodarki odpadami. Porównanie wyłącznie mas surowców lub jednostkowych kosztów wytwarzania pomija te różnice.

Wybór technologii musi uwzględniać czas budowy, przewidywany okres eksploatacji i horyzont osiągnięcia wymaganych efektów. Szybkość zwiększania podaży jest innym kryterium niż trwałość instalacji, a czas zwrotu kosztów stanowi jeszcze odrębny wymiar oceny. Krótsze inwestycje ułatwiają reagowanie na przyrost zapotrzebowania, natomiast długowieczne obiekty wymagają oceny warunków pracy przez wiele dekad. W planowaniu trzeba więc zestawiać technologie już wdrażane z rozwiązaniami znajdującymi się dopiero na etapie badań i demonstracji. Wysoki potencjał rozwiązania przyszłościowego nie oznacza możliwości zastąpienia nim inwestycji koniecznych obecnie. Takie rozróżnienie jest szczególnie istotne w odniesieniu do zaawansowanych cykli jądrowych i fuzji.

5. Technologie i integracja systemu do 2050 roku

5.1 Energetyka jądrowa i odnawialna

Rozwój energetyki jądrowej obejmuje dalszą eksploatację i modernizację istniejących bloków, budowę reaktorów III+ generacji, małe reaktory modułowe oraz technologie IV generacji [8,12,26,31]. Kierunki te różnią się dojrzałością, skalą jednostkową, wymaganiami paliwowymi i terminami wdrożenia. Łączy je dążenie do poprawy bezpieczeństwa, wykorzystania paliwa i dopasowania do potrzeb odbiorców. Energetyka jądrowa nie jest właściwie doceniana w części prognoz energetycznych. Na rys 7 przestawiono spojrzenie na rozwój energetyki jądrowej.

SMR i mikroreaktory mogą rozszerzać zakres zastosowań energetyki jądrowej na odbiorców przemysłowych i komunalnych ogólnie na układy o mniejszym zapotrzebowaniu na energię elektryczną i ciepło. Nie oznacza to automatycznie niższych kosztów jednostkowych: wynik zależy od seryjności produkcji, finansowania, regulacji i organizacji eksploatacji. Reaktory prędkie i zamknięte cykle paliwowe mogą zwiększać wykorzystanie zasobów oraz zmieniać strukturę odpadów, lecz wymagają oceny całego łańcucha technologicznego.



Rys. 7. Prognozy rozwoju światowej energetyki jądrowej (e tym SMR): moc zainstalowana i produkcja energii. Opracowanie własne na bazie IAEA PRIS prognoz).

Energetyka słoneczna i wiatrowa pozostają głównymi źródłami nowych mocy odnawialnych. Postęp obejmuje poprawę sprawności ogniw, konstrukcje tandemowe i perowskitowe, rozwój morskiej energetyki wiatrowej oraz nowe sposoby integracji z odbiorcami [10,30]. Geotermia i hydroenergetyka mogą uzupełniać te źródła tam, gdzie pozwalają na to zasoby i warunki środowiskowe.

Systemy o wysokim stopniu elektryfikacji potrzebują nie tylko odpowiedniej rocznej produkcji, lecz również zdolności pokrywania obciążeń podczas niekorzystnej pogody i sezonowych niedoborów. Rozwój OZE powinien więc być koordynowany z mocami dyspozycyjnymi, magazynami i sieciami. Najbardziej prawdopodobne jest współistnienie wielu technologii, których role będą zależeć od zasobów, charakteru odbiorców i lokalnej gospodarki.

5.2 Wodór i paliwa syntetyczne

Wodór jest nośnikiem energii, a nie jej pierwotnym źródłem. Umożliwia magazynowanie, transport i wykorzystanie energii pochodzącej z OZE, energetyki jądrowej lub paliw kopalnych. Jego ocena wymaga uwzględnienia sposobu produkcji, emisji w całym łańcuchu i strat na kolejnych etapach konwersji [4,5].

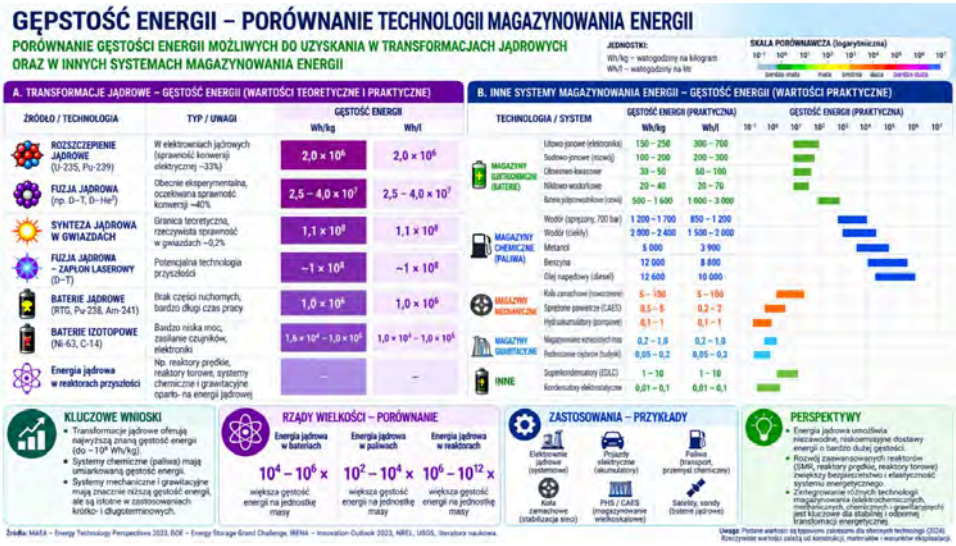
Największe znaczenie wodoru wiąże się z przemysłem i zastosowaniami trudnymi do bezpośredniej elektryfikacji, w tym z produkcją paliw syntetycznych dla lotnictwa i żeglugi [21]. Może on także przejmować część nadwyżek produkcji i służyć magazynowaniu długookresowemu. Wybór konkretnego zastosowania powinien wynikać z porównania całych łańcuchów dostawy usługi energetycznej.

Bariery obejmują koszty niskoemisyjnej produkcji, sprawność całego łańcucha oraz wymagania magazynowania i transportu. Scenariusze różnią się więc zarówno docelową wielkością rynku, jak i tempem jego rozwoju [2,5,22,27]. W bilansach należy odróżniać energię zużytą do wytworzenia

wodoru od energii wodoru dostarczonego do odbiorców. Udziału nośnika w energii końcowej nie można utożsamiać z udziałem źródła w energii pierwotnej.

5.3 Magazynowanie energii

Magazynowanie energii będzie odgrywało zasadniczą role w transformacji energetycznej Świata. Magazynowanie należy dobierać do zadania: wymaganej mocy, pojemności, czasu utrzymywania energii, częstotliwości cykli i dopuszczalnych strat [6,11,24]. Technologie służące regulacji jakości energii nie muszą być odpowiednie do bilansowania sezonowego. Podobnie magazyn ciepła może być korzystniejszy od magazynu elektrycznego, jeżeli końcowym zapotrzebowaniem jest ogrzewanie lub ciepło procesowe. Porównanie gęstości energii dla różnych technologii magazynowania pokazano na rysunku 8. Uwzględniono także gęstości energii w przemianach jądrowych



Rys.8. Porównanie gęstości energii w przemianach jądrowych i wybranych sposobach magazynowania. Wartości teoretyczne i użytkowe nie są bezpośrednio porównywalne (opracowanie własne)

W tabeli 4 przedstawiono charakterystyki podstawowych sposobów magazynowania energii.

Tabela 4. Zintegrowana charakterystyka podstawowych sposobów magazynowania (opracowanie własne)

Technologia	Główne zadania	Najważniejsze ograniczenia
Akumulatory z elektrodami stałymi, np. litowo-jonowe	Bilansowanie produkcji i popytu; współpraca z siecią i OZE	Koszt pojemności, trwałość cykliczna, surowce i warunki eksploatacji
Magazyny przepływowe	Magazynowanie energii z możliwością odrębnego doboru mocy i pojemności	Wymagania instalacyjne, elektrolit i sprawność układu

Technologia	Główne zadania	Najważniejsze ograniczenia
Elektrownie szczytowo-pompowe	Wielkoskalowe magazynowanie i regulacja mocy	Ukształtowanie terenu, zasoby wodne i oddziaływanie środowiskowe
Magazyny ciepła	Bilansowanie ogrzewnictwa, procesów przemysłowych i kogeneracji	Poziom temperatury, izolacja i dopasowanie do odbioru ciepła
Wodór i paliwa syntetyczne	Magazynowanie długookresowe i wykorzystanie w wielu sektorach	Straty konwersji, koszt infrastruktury i transport
Koła zamachowe i superkondensatory	Szybka regulacja mocy i jakości zasilania	Ograniczona pojemność i straty podczas przechowywania
Magazyny grawitacyjne i sprężonego powietrza	Magazynowanie mechaniczne w odpowiednich warunkach lokalnych	Wymagania przestrzenne, geologiczne i sprawność całego procesu

W tabeli 4 połączono aspekty funkcjonalne, technologiczne i infrastrukturalne. Jedna miara gęstości energii nie wystarcza do uporządkowania wszystkich rozwiązań: należy odróżniać gęstość masową od objętościowej oraz energię materiału od energii użytecznej całej instalacji. Podobnie koszt jednostkowy powinien mieć jednoznaczną podstawę: moc, pojemność lub energię dostarczoną w cyklu życia.

Znaczenie magazynów rośnie wraz z udziałem źródeł zmiennych, lecz nie zastępują one wszystkich innych środków elastyczności. Efektywny układ łączy magazynowanie z przesyłem, sterowaniem odbiorem i źródłami dyspozycyjnymi. Rozstrzygające jest ograniczenie kosztu i ryzyka niedostarczenia energii, a nie maksymalizacja pojemności magazynów.

5.4 Sieci, cyfryzacja i rozwiązania hybrydowe

Rozwój licznych źródeł rozproszonych obok źródeł wielkoskalowych zwiększa liczbę przepływów i decyzji wymagających koordynacji. Sieci muszą obsługiwać zmienne kierunki przesyłu, nowe obciążenia oraz współpracę magazynów i prosumentów. Rozbudowa połączeń i rozwój technologii przesyłowych powinny następować równolegle z inwestycjami w wytwarzanie [1,23].

Sztuczna inteligencja, zaawansowane sterowanie i cyfrowe bliźniaki mogą wspierać prognozowanie produkcji, zarządzanie magazynami oraz optymalizację pracy sieci. Ich rola polega na poprawie wykorzystania istniejących urządzeń i koordynacji wielu zasobów. Warunkiem pozostają wiarygodne dane, odpowiednia infrastruktura i odporność na cyber zagrożenia.

Układy hybrydowe pozwalają łączyć źródła o różnych charakterystykach, magazyny i odbiorców ciepła oraz energii elektrycznej. Wysokosprawna kogeneracja, elektryfikacja ogrzewnictwa i wykorzystanie ciepła odpadowego mogą zwiększać sprawność całego układu. Takie rozwiązania należy oceniać w skali przedsiębiorstwa, miasta, wyspy energetycznej i systemu krajowego, ponieważ korzyści lokalne nie zawsze przekładają się bezpośrednio na korzyści całego systemu [7,9,20,23].

Integracja technologii powinna zwiększać również odporność systemu na zakłócenia. Ocena nie może ograniczać się do rocznego bilansu produkcji i zużycia, ponieważ niedobory mogą występować podczas niekorzystnej pogody, sezonowego wzrostu obciążeń lub przerw w dostawach paliw. Znaczenie mają także zagrożenia naturalne, geopolityczne i cybernetyczne. W takich warunkach potrzebna jest współpraca infrastruktury przesyłowej, źródeł i magazynów oraz sprawna organizacja zarządzania. Bezpieczeństwo należy rozpatrywać na różnych poziomach: od układu lokalnego i miasta po państwo oraz połączenia międzynarodowe. Wysoka efektywność pojedynczego urządzenia jest ważna, lecz nie zastępuje oceny zachowania całego układu podczas zakłóceń.

6. Technologie perspektywiczne i horyzont wdrożenia

Technologie ewolucyjne poprawiają parametry dostępnych rozwiązań, natomiast technologie przełomowe mogą zmienić strukturę całego systemu. Rozróżnienie to jest istotne dla planowania: bezpieczeństwo w najbliższych dekadach musi opierać się na technologiach wystarczająco dojrzałych, a badania nad nowymi koncepcjami powinny poszerzać możliwości w dalszym horyzoncie [12,22,24,27,31].

Tabela 5 porządkuje główne obszary innowacji bez sprowadzania ich do jednej oceny punktowej. Stanowi przegląd możliwych zastosowań i warunków rozwoju, a nie ranking potwierdzonych efektów ani harmonogram gwarantowanej komercjalizacji. Wdrożenia zależą od kosztów, demonstracji skali, łańcuchów dostaw, finansowania oraz warunków regulacyjnych.

Tabela 5. Kierunki innowacji, ich możliwa rola i warunki rozwoju (opracowanie własne)

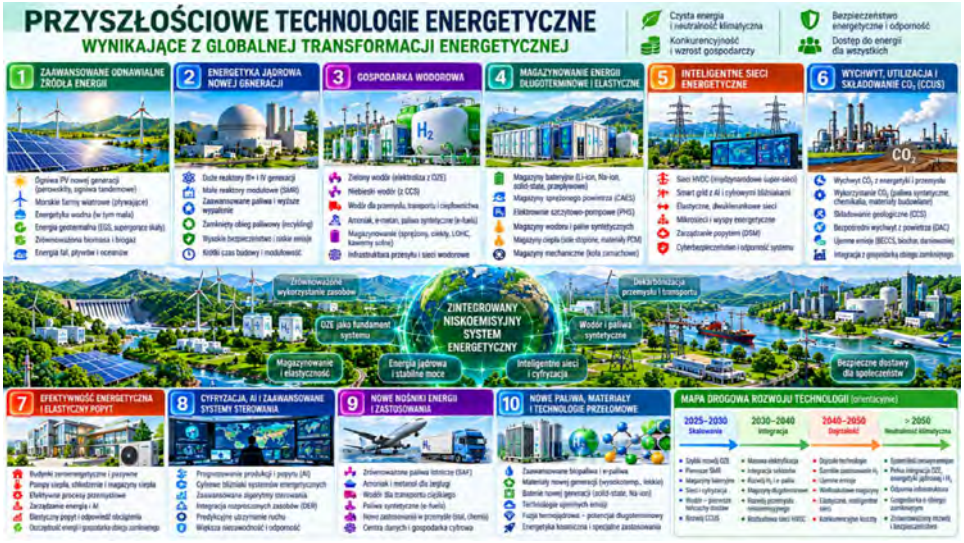
Kierunek	Możliwa rola	Warunek rozwoju
Reaktory III+ generacji i modernizacja bloków	Dyspozycyjne wytwarzanie niskoemisyjnej energii	Terminowa realizacja, finansowanie, cykl paliwowy i gospodarka odpadami
SMR i mikroreaktory	Zasilanie odbiorców przemysłowych i mniejszych układów	Wykazanie korzyści z modułowości i produkcji seryjnej
Reaktory prędkie i cykl torowy	Lepsze wykorzystanie zasobów paliwowych	Demonstracja technologii oraz rozwój przerobu paliwa
Synteza termojądrowa	Nowa opcja wytwarzania w dalszym horyzoncie	Dodatni bilans całej instalacji, trwałość, paliwo i ekonomika
Ogniwa tandemowe i perowskitowe; pływające farmy wiatrowe	Poprawa wykorzystania zasobów słonecznych i wiatrowych	Sprawność, trwałość, skalowanie produkcji i integracja z siecią
Geotermia EGS	Rozszerzenie możliwości wykorzystania ciepła Ziemi	Rozwiązania dostosowane do warunków geologicznych
Magazyny długookresowe i nowe baterie	Bilansowanie systemów z dużym udziałem źródeł zmiennych	Trwałość, sprawność cyklu i koszt odpowiedni do funkcji

Kierunek	Możliwa rola	Warunek rozwoju
Sieci HVDC i zaawansowane sterowanie	Przesył oraz koordynacja źródeł, magazynów i odbiorców	Rozbudowa infrastruktury, wiarygodne dane i odporność systemu

Wśród opcji jądrowych istotne są reaktory IV generacji, układy powielające i cykl torowy. Ich znaczenie wynika z możliwości lepszego wykorzystania paliwa i dostosowania parametrów pracy do nowych zastosowań. Wdrażanie wymaga jednak demonstracji bezpieczeństwa, trwałości materiałów i działania całego cyklu paliwowego, a nie tylko samego reaktora.

Synteza termojądrowa ma bardzo duży potencjał, ale przejście od osiągnięć badawczych do niezawodnej elektrowni pozostaje niepewne. O komercyjnym znaczeniu zadecydują łączny bilans energetyczny instalacji, trwałość elementów, gospodarka paliwowa, koszty oraz dyspozycyjność. Fuzję należy więc traktować jako strategiczny kierunek badań, bez uzależniania od niej realizacji celów krótkookresowych.

Poza energetyką jądrową istotne są magazyny długookresowe, nowe baterie, ogniwa tandemowe i perowskitowe, pływające farmy wiatrowe, geotermia EGS oraz rozwój sieci HVDC. Ich znaczenie będzie zależeć od tego, czy usuwają konkretne ograniczenia systemu: niedobór elastyczności, brak dostępu do zasobów, straty przesyłowe lub trudności dekarbonizacji procesów przemysłowych.



Rys. 9. Wybrane technologie energetyczne XXI wieku oraz ich orientacyjne kierunki rozwoju. Infografika koncepcyjna, nie prognoza ilościowa.(opracowanie własne)

Ocena perspektywiczna powinna wyraźnie oddzielać potencjał techniczny, dojrzałość i warunki wdrożenia. Zastąpienie tych cech jedną oceną punktową może sugerować pozorną dokładność. Dalsze prace powinny prowadzić do wielokryterialnego porównania z jawnymi wagami kryteriów oraz analizą wrażliwości na koszty, terminy i wymagania systemu.

7. Dyskusja i wnioski

Zestawienie zasobów, scenariuszy i technologii wskazuje, że zasobność surowcowa nie jest równoznaczna z dostępnością energii użytecznej. Przebieg transformacji będzie zależał od zdolności inwestycyjnych, infrastruktury i dopasowania technologii do potrzeb odbiorców. Państwa rozwinięte będą przede wszystkim modernizować istniejące systemy, a gospodarki rozwijające się zwiększać dostęp do energii. Przez kolejne dekady należy oczekiwać współistnienia technologii konwencjonalnych i niskoemisyjnych.

Największe wyzwanie stanowi koordynacja rozwoju źródeł z sieciami, magazynami i popytem. System o wysokiej rocznej produkcji może nadal być narażony na niedobory w wybranych godzinach lub sezonach. Z tego powodu ocena technologii powinna obejmować jej wkład w niezawodność dostaw, a nie wyłącznie sprawność i koszt jednostkowy. Poprawa efektywności istniejących instalacji może przy tym dawać szybsze efekty niż ich całkowita wymiana.

Przedstawione scenariusze wyznaczają możliwe kierunki, lecz nie określają prawdopodobieństwa realizacji. Szczególnie ostrożnie należy interpretować terminy wdrożenia fuzji, toru i części reaktorów IV generacji. Niepewność nie eliminuje potrzeby badań; wymaga natomiast oddzielenia opcji badawczych od technologii stanowiących podstawę bieżącego bezpieczeństwa energetycznego.

Na podstawie przeprowadzonej analizy sformułowano następujące wnioski:

1. Zasadniczym wyzwaniem transformacji jest efektywne wykorzystanie zasobów poprzez konwersję, magazynowanie, przesył i integrację technologii, z uwzględnieniem kosztów oraz oddziaływania na środowisko.
2. Wskaźnik R/P jest narzędziem porównawczym, a nie prognozą wyczerpania paliwa. Dla paliw jądrowych jego interpretacja wymaga uwzględnienia cyklu paliwowego; dla OZE należy analizować strumienie energii i potencjał praktyczny.
3. Elektryfikacja zwiększa znaczenie energii elektrycznej w transporcie, ogrzewnictwie, przemyśle i gospodarce cyfrowej. Rozwój wytwarzania musi być powiązany z infrastrukturą przesyłową i dystrybucyjną.
4. Rosnący udział OZE wymaga magazynów, elastycznego popytu i mocy dyspozycyjnych. Energetyka jądrowa oraz hydroenergetyka mogą pełnić ważne funkcje uzupełniające, zależnie od warunków regionalnych.
5. Wodór i paliwa syntetyczne powinny być rozwijane przede wszystkim tam, gdzie bezpośrednia elektryfikacja jest trudna. Ocena musi obejmować sprawność i emisje całego łańcucha konwersji.
6. Dobór magazynu powinien wynikać z wymaganej mocy, pojemności i czasu przechowywania. Gęstość energii i koszt jednostkowy są użyteczne dopiero po określeniu granic bilansu i funkcji instalacji.
7. Ocena technologii wymaga łącznego uwzględnienia sprawności energetycznej i egzergetycznej, współczynnika wykorzystania mocy, elastyczności, czasu realizacji i wartości systemowej.
8. Bezpieczeństwo energetyczne zależy od dywersyfikacji, odporności infrastruktury i organizacji dostaw. Cyfryzacja wspiera zarządzanie, ale nie zastępuje inwestycji w fizyczny system.
9. Dalsze badania powinny rozwijać wielokryterialną ocenę układów hybrydowych i technologii perspektywicznych, z jawnym rozróżnieniem potencjału, dojrzałości i ryzyka wdrożenia.

Bibliografia

[1] Blaabjerg, F., Yang, Y., Yang, D., & Wang, X. (2021). Distributed Power Generation Systems and Protection. IEEE Transactions on Energy Conversion, 36(2), 156–174. https://doi.org/10.1109/TEC.2020.3042139

[2] BP. (2025). Energy Outlook 2025

[3] Chu, S., & Majumdar, A. (2021). Opportunities and challenges for a sustainable energy future. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 145, 111129.

[4] Dawood, F., Anda, M., & Shafiullah, G. M. (2020). Hydrogen production for energy: An overview. International Journal of Hydrogen Energy, 45(7), 3847–3869. https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2019.11.112

[5] DNV. (2025). Energy Transition Outlook 2025. https://www.dnv.com/energy-transition-outlook/

[6] Domański, R. (1990). Magazynowanie energii cieplnej. Wydawnictwo Naukowe PWN.

[7] Domański, R. (2020). Konwersja i akumulacja energii. Wybrane zagadnienia. Wyzwania (T. 1). Sieć Badawcza Łukasiewicz – Instytut Lotnictwa.

[8] Domański, R. (2022). Energetyka jądrowa – konieczność, a nie zagrożenie. Mazowsze Studia Regionalne, 42, 25–60.

[9] Dunn-Rankin, D. (2022). Advanced combustion systems for low-carbon energy. Progress in Energy and Combustion Science, 89, 100121. https://doi.org/10.1016/j.pecs.2021.100975

[10] Green, M. A., et al. (2024). Solar cell efficiency tables. Solar Energy Materials and Solar Cells, 273. https://doi.org/10.1016/j.solmat.2024.112737

[11] Ibrahim, H., Ilinca, A., & Perron, J. (2021). Energy storage systems: Characteristics and comparisons. Energy Conversion and Management, 245.

[12] Ingersoll, D. T. (2021). Deliberately small reactors and the second nuclear era. Nuclear Engineering and Design, 382.

[13] IPCC. (2023). Climate Change 2023: Synthesis Report. https://www.ipcc.ch/report/ar6/syr/

[14] IEA. (2021). Hydropower Special Market Report. https://www.iea.org/

[15] IEA. (2025). Hydroelectricity. https://www.iea.org/

[16] IEA. (2025). Outlook for Biogas and Biomethane. https://www.iea.org/

[17] IEA. (2025). World Energy Outlook 2025. https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2025

[18] IRENA. (2024). World Energy Transitions Outlook 2024. https://www.irena.org/

[19] IEA Bioenergy. (2023). Bioenergy and Land Use Change. https://www.ieabioenergy.com/

[20] Jenkins, J. D., Luke, M., & Thernstrom, S. (2021). Getting to zero carbon emissions in the electric power sector. Joule, 5(6), 1339–1356.

[21] Jiao, F., Xu, B., & Ma, S. (2023). Electrochemical conversion of carbon dioxide to fuels and chemicals. Annual Review of Chemical and Biomolecular Engineering, 14, 247–272.

[22] Lewis, N. S. (2023). Toward terawatt-scale deployment of clean energy technologies. Nature Energy, 8(4), 321–330.

[23] Lund, H., Østergaard, P. A., Connolly, D., & Mathiesen, B. V. (2022). Smart energy and smart energy systems. Applied Energy, 325.

[24] MIT Energy Initiative. (2022). The Future of Energy Storage. https://energy.mit.edu/

[25] National Research Council. (2010). Realizing the Energy Potential of Methane Hydrate for the United States. National Academies Press.

[26] OECD Nuclear Energy Agency. (2023). Nuclear Energy Outlook 2023. https://www.oecd-nea.org/

[27] Sovacool, B. K. (2022). Decarbonization and energy transitions: Comparative policy perspectives. Energy Policy, 164.

[28] Szargut, J. (2005). Exergy Method: Technical and Ecological Applications. WIT Press.

[29] U.S. Geological Survey. (2018). USGS Estimates 53.8 Trillion Cubic Feet of Natural Gas Hydrate Resources on the Alaska North Slope. https://www.usgs.gov/

[30] Veers, P., et al. (2023). Grand challenges in the science of wind energy. Wind Energy Science, 8(1), 15–44.

[31] World Nuclear Association. (2025). Fast Neutron Reactors and Nuclear Fuel Cycle. https://world-nuclear.org/

[32] World Nuclear Association. (2025). Thorium. https://world-nuclear.org/

[33] BGR (2024). BGR Energy Study 2023. Data and Developments Concerning German and Global Energy Supplies. Dane za 2022 r.; tab. A-25, A-26, A-32, A-33. https://doi.org/10.25928/es-2023-en

[34] OPEC (2025). Annual Statistical Bulletin 2025. Tab. 3.1, 3.5, 9.1 i 9.2 oraz definicje; dane za 2024 r. https://www.opec.org/assets/assetdb/asb-2025.pdf

[35] OECD/NEA–IAEA (2025). Uranium 2024: Resources, Production and Demand. NEA No. 7683. Tab. 1.1, 1.2c i zestawienia produkcji. https://www.oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2025-04/7683_uranium_2024_-_resources_production_and_demand_2025-04-22_14-29-2_928.pdf

[36] OECD/NEA–IAEA (2016). Uranium 2016: Resources, Production and Demand. NEA No. 7301, tab. 1.17, s. 40. https://www.oecd.org/content/dam/oecd/en/publications/reports/2016/12/uranium-2016_g1g7461f/uranium-2016-en.pdf

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_9

Innowacyjne wykorzystanie odpadów rybnych do produkcji biomasy mikroalgowej przeznaczonej na substrat biogazowy

[1]MAŁGORZATA SMUGA-KOGUT, [2]DARIA SZYMANOWSKA, [3]MAŁGORZATA HAWROT-PAW, [4]BARTOSZ WALENDZIK, [5]MARCIN KRUZEL, [5]KRZYSZTOF DUTKOWSKI

[1] Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Energetyki, Katedra Agrobiotechnologii, e-mail: malgorzata.smuga-kogut@tu.koszalin.pl
[2] Uniwersytet Przyrodniczy w Poznaniu, Katedra Biotechnologii i Mikrobiologii Żywności, e-mail: daria.szymanowska@up.poznan.pl
[3] Zachodniopomorski Uniwersytet Technologiczny w Szczecinie, Katedra Odnawialnych Źródeł Energii, e-mail: malgorzata.hawrot-paw@zut.edu.pl
[4] Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Lądowej, Środowiska i Geodezji, Katedra Technologii Wody, Ścieków i Odpadów, e-mail: bartosz.walendzik@tu.koszalin.pl
[5] Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Energetyki, Katedra Energetyki, e-mail: marcin.kruzel@tu.koszalin.pl; krzysztof.dutkowski@tu.koszalin.pl

Słowa kluczowe: gospodarka o obiegu zamkniętym, odpady rybne, mikroalgi, *Arthrospira platensis*, biogaz, zagospodarowanie odpadów

Dynamiczny rozwój biogospodarki wymaga poszukiwania innowacyjnych rozwiązań w zakresie zagospodarowania odpadów przemysłowych. Jednym z obiecujących kierunków jest wykorzystanie odpadów rybnych, bogatych w białko i tłuszcze, jako źródła składników odżywczych dla mikroalg. Mikroalgi z rodzaju *Arthrospira platensis* cechują się wysoką zawartością białka, zdolnością akumulacji biogenów oraz potencjałem do wykorzystania w procesach energetycznych, m.in. jako substrat biogazowy. Celem badań była ocena możliwości zastosowania płynnych odpadów z przetwórstwa ryb (pstrąg, śledź, łosoś) jako alternatywnego medium hodowlanego dla *A. platensis*.

Eksperyment przeprowadzono w skali laboratoryjnej, w pięciu reaktorach pionowych o pojemności 5 L każdy. Medium standardowe (Spirulina medium) zastępowano roztworem odpadu rybnego w stężeniach: 0%, 25%, 50%, 75% i 100%. Hodowle prowadzono przez 7 dni w temperaturze 22°C, w cyklu świetlnym 16/8 h. Codziennie monitorowano gęstość optyczną, a po zakończeniu procesu biomasa została odwirowana i poddana analizie suchej masy oraz zawartość metali ciężkich.

Największy przyrost biomasy stwierdzono w wariancie z 50% dodatkiem odpadu rybnego, co wskazuje na optymalne zbilansowanie składników odżywczych. Biomasa z tego wariantu charakteryzowała się podwyższoną zawartością suchej masy oraz większym udziałem biogenów w porównaniu do próby kontrolnej. Zbyt wysokie stężenie odpadu (100%) ograniczało wzrost, prawdopodobnie ze względu na nadmiar substancji organicznych i obecność koagulantów.

Uzyskane wyniki potwierdzają potencjał innowacyjnego wykorzystania odpadów rybnych w hodowli mikroalg. Zastosowanie tej technologii może znacząco obniżyć koszty produkcji biomasy algowej, jednocześnie stanowiąc efektywną metodę zagospodarowania odpadów przemysłowych w duchu gospodarki o obiegu zamkniętym. Transfer uzyskanych rezultatów do praktyki gospodarczej otwiera nowe możliwości dla sektora akwakultury i przemysłu energetycznego, łącząc produkcję biomasy mikroalgowej z wytwarzaniem odnawialnych źródeł energii.

Wstęp

Dynamiczny rozwój biogospodarki oraz rosnące wymagania środowiskowe wymuszają poszukiwanie efektywnych metod zagospodarowania odpadów organicznych, szczególnie tych powstających w przemyśle rolno-spożywczym. Jednym z perspektywicznych kierunków jest integracja procesów oczyszczania odpadów z produkcją biomasy mikroalgowej, która może stanowić wartościowy substrat w technologiach bioenergetycznych. W tym kontekście szczególne znaczenie zyskują mikroalgi z gatunku *Arthrospira platensis*, znane szerzej jako spirulina [1].

Arthrospira platensis jest fotosyntetyzującą cyjanobakterią naturalnie występującą w alkalicznych wodach śródlądowych, takich jak jeziora i płytkie zbiorniki wodne, gdzie temperatura mieści się w zakresie 20–38°C. Mikroorganizm ten jest uprawiany na skalę przemysłową od ponad 50 lat, głównie w Azji, Afryce i Ameryce Południowej. Jego popularność wynika z wysokiej produktywności biomasy, łatwości hodowli w kontrolowanych warunkach oraz wyjątkowo bogatego składu chemicznego. Biomasa spiruliny zawiera nawet 60–70% białka, liczne aminokwasy egzogenne, lipidy, witaminy oraz związki o właściwościach antyoksydacyjnych, takie jak fikocyjanina [2].

Wysoka zawartość białka oraz korzystny stosunek węgla do azotu (C/N) sprawiają, że biomasa *A. platensis* stanowi atrakcyjny substrat w procesach fermentacji beztlenowej prowadzących do produkcji biogazu. Mechanizm ten polega na mikrobiologicznym rozkładzie materii organicznej w warunkach beztlenowych, obejmującym cztery główne etapy: hydrolizę, acidogenezę, acetogenezę oraz metanogenezę. W pierwszym etapie złożone związki organiczne, takie jak białka i lipidy obecne w biomasie mikroalgowej, ulegają rozkładowi do prostszych form (aminokwasy, kwasy tłuszczowe). Następnie produkty te są przekształcane przez mikroorganizmy fermentacyjne do lotnych kwasów tłuszczowych, a ostatecznie do metanu i dwutlenku węgla przez archeony metanogenne. Wysoka biodegradowalność spiruliny oraz brak lignocelulozy (typowej dla biomasy roślinnej) zwiększają efektywność tego procesu [3].

Istotną zaletą hodowli mikroalg jest możliwość wykorzystania różnorodnych strumieni odpadowych jako źródła składników odżywczych. *A. platensis* jest organizmem autotroficznym zdolnym do fotosyntezy, jednak w warunkach hodowlanych wykorzystuje również nieorganiczne formy azotu (azotany, amon), fosforany oraz mikroelementy obecne w pożywce. Standardowe medium hodowlane (np. Spirulina medium) zawiera m.in. $NaHCO_3$ jako źródło węgla nieorganicznego, azotany ($NaNO_3$), fosforany oraz sole mineralne. Mikroalga ta efektywnie asymiluje składniki odżywcze z roztworu, przekształcając je w biomasę poprzez proces fotosyntezy, co czyni ją doskonałym narzędziem do bioremediacji [1].

W tym kontekście szczególnego znaczenia nabierają odpady powstające w przemyśle przetwórstwa rybnego. Zakłady produkujące filety rybne generują znaczne ilości odpadów płynnych, będących mieszaniną resztek tkanek ryb (bogatych w białka i tłuszcze), wody technologicznej oraz środków myjących. Tego typu odpad charakteryzuje się wysoką zawartością suchej masy (ok. 20%), kwaśnym odczynem (pH ~6,2) oraz dużym ładunkiem substancji organicznych. Jego utylizacja jest kosztowna i technologicznie wymagająca, często oparta na procesach fizykochemicznych lub transporcie do zewnętrznych instalacji przetwarzania [4].Koszty zagospodarowania tego typu odpadów mogą sięgać kilkuset złotych za tonę, co stanowi istotne obciążenie ekonomiczne dla przedsiębiorstw.

Z uwagi na rosnące koszty oraz zaostrzone regulacje środowiskowe, konieczne staje się opracowanie nowych technologii umożliwiających zagospodarowanie odpadów bezpośrednio w miejscu ich

powstawania. Wykorzystanie mikroalg w tym celu wpisuje się w założenia gospodarki o obiegu zamkniętym, gdzie odpady jednego procesu stają się surowcem dla innego [2]. Należy jednak zaznaczyć, że biomasa mikroalg wyprodukowana na bazie odpadów przemysłowych nie powinna być przeznaczana do celów spożywczych, lecz może znaleźć zastosowanie w produkcji biopaliw.

Biomasa *Arthrospira platensis* może być wykorzystywana do produkcji różnych nośników energii, takich jak biogaz (w procesie fermentacji beztlenowej), bioetanol (po hydrolizie i fermentacji cukrów), biodiesel (z frakcji lipidowej) czy biowodór. W przypadku zastosowań energetycznych istotne są takie parametry jak wysoka zawartość suchej masy, odpowiedni stosunek C/N, wysoka biodegradowalność oraz niska zawartość substancji toksycznych.

Celem niniejszej pracy była ocena możliwości wykorzystania płynnych odpadów z przetwórstwa rybnego jako alternatywnego medium hodowlanego dla *Arthrospira platensis* w warunkach kontrolowanych. Badania przeprowadzono w zamkniętych fotobioreaktorach, w temperaturze 21–22°C, przy zastosowaniu oświetlenia LED. Założono, że odpowiednio rozcieńczony odpad rybny może stanowić efektywne źródło składników odżywczych, umożliwiające wzrost biomasy mikroalgowej o parametrach korzystnych z punktu widzenia produkcji biogazu.

Przewiduje się, że zastosowanie tej technologii pozwoli na jednoczesne ograniczenie ilości odpadów wymagających utylizacji oraz produkcję wartościowego substratu energetycznego. Wdrożenie takiego rozwiązania może przynieść wymierne korzyści środowiskowe, w tym redukcję emisji gazów cieplarnianych i ograniczenie zanieczyszczenia wód, a także ekonomiczne – poprzez obniżenie kosztów gospodarowania odpadami. Szczególnie istotne znaczenie może to mieć dla przedsiębiorstw przetwórstwa rybnego, takich jak zakłady zlokalizowane w województwie zachodniopomorskim (np. POLRYB Maszkowo), gdzie integracja produkcji z technologiami biotechnologicznymi może zwiększyć efektywność operacyjną i konkurencyjność na rynku.

1. Materiały i metody

1.1. Charakterystyka biomasy mikroalg

W badaniach wykorzystano sinicę *Arthrospira platensis* (spirulina), pozyskaną z komercyjnej kolekcji kultur firmy Health Algae (HealthAlgae Sweden AB). Materiał wyjściowy stanowiło 250 ml żywej kultury biomasy wraz z pożywką hodowlaną SSD1+2.

Pożywka SSD1+2 była modyfikacją standardowego podłoża dla *Arthrospira* i zawierała ($g \cdot L^{-1}$): $NaHCO_3$ – 16,8; Na_2CO_3 – 4,0; K_2HPO_4 – 0,5; $NaNO_3$ – 2,5; K_2SO_4 – 1,0; NaCl – 1,0; $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ – 0,2; $CaCl_2 \cdot 2H_2O$ – 0,04; $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ – 0,01; EDTA – 0,08; mikroelementy ($mg \cdot L^{-1}$): H_3BO_3 – 2,86; $MnCl_2 \cdot 4H_2O$ – 1,81; $ZnSO_4 \cdot 7H_2O$ – 0,22; $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ – 0,08; $Na_2MoO_4 \cdot 2H_2O$ – 0,02. Mikroalgi przechowywano w temperaturze 4°C.

1.2. Charakterystyka osadu ściekowego

Osad ściekowy wykorzystany w badaniach pochodził z zakładu przetwórstwa rybnego firmy Polryb Maszkowo (woj. zachodniopomorskie). Materiał ten charakteryzował się wysokim stopniem uwodnienia oraz zawartością suchej masy wynosząca 21,2%. Odczyn osadu był lekko kwaśny (pH = 6,25). Osad został poddany analizie elementarnej, w której oceniono zawartość węgla, azotu, fosforu ogólnego, obecność fosforanów, chlorków, substancji organicznej oraz wskaźników zanieczyszczeń organicznych, tj. ChZT i BZT_5.

1.3. Opis eksperymentu

W celu oceny możliwości wykorzystania odpadu rybnego jako alternatywnego źródła składników odżywczych, pożywkę standardową zastępowano roztworem odpadu rybnego w różnych proporcjach. Przygotowano pięć wariantów doświadczalnych różniących się udziałem objętościowym odpadu rybnego w medium hodowlanym: 0% (próba kontrolna), 25%, 50%, 75% oraz 100%. Hodowle prowadzono w bioreaktorach o objętości roboczej 5 L, w temperaturze 28 ± 1°C z wykorzystaniem oświetlenia LED składającego się z diod czerwonych i niebieskich w stosunku 5:1. Zastosowano fotoperiod 18/6 h (światło/ciemność), odpowiedni dla wzrostu *Arthrospira platensis*. Ze względu na mniejszą objętość reaktorów (5 L), parametry napowietrzania dostosowano do skali laboratoryjnej. Komórki mikroalg utrzymywano w zawiesinie poprzez mieszanie gazowe z wykorzystaniem pompy membranowej HAILEA ACO-300A (Guangdong, Chiny) o mocy 160 W i maksymalnej wydajności 240 $L \cdot min^{-1}$, jednak przepływ powietrza zredukowano do poziomu odpowiadającego ok. 1,0–1,5 $L \cdot min^{-1}$ na bioreaktor 5 L). Napowietrzanie zapewniało zarówno mieszanie kultury, jak i dostarczanie CO_2 niezbędnego do fotosyntezy. Eksperyment prowadzono jako hodowle okresowe (batch culture). Całkowity czas trwania hodowli wynosił 7 dni, co odpowiadało fazie intensywnego wzrostu biomasy w zastosowanych warunkach. W trakcie trwania eksperymentu codziennie monitorowano wzrost mikroalg poprzez pomiar gęstości optycznej (OD_{730}). Po zakończeniu hodowli biomasa była oddzielana od medium metodą wirowania. Uzyskany osad poddano dalszym analizom fizykochemicznym, obejmującym oznaczenie suchej masy, gęstości optycznej oraz stężenia metali ciężkich. Wszystkie pomiary wykonywano zgodnie ze standardowymi procedurami analitycznymi stosowanymi w badaniach biomasy mikroalgowej. Każdy wariant eksperymentalny prowadzono w identycznych warunkach operacyjnych, różniących się wyłącznie składem medium hodowlanego.

1.4. Metody badań

Gęstość optyczną zawiesiny mikroalg oznaczono metodą spektrofotometrii przy długości fali λ = 680 za pomocą spektrofotometru (VWR, UV-VIS, 3100P). Pomiary wykonano na początku oraz po 2,5, 7 dniach eksperymentu. Wzrost biomasy oszacowano metodą wagową [5], używając wagosuszarki (AXIS ATS60, Gdańsk, Polska)

Stężenia metali ciężkich w badanych próbkach oznaczono na spektrofotometrze emisyjnym ze wzbudzoną plazmą ICP-OES Perkin Elmer Optima 8000 wykazując obecność pierwiastków takich jak ołów, kadm, rtęć, arsen, miedź.

2. Wyniki i dyskusja

W obliczu rosnących wymagań związanych z transformacją energetyczną oraz rozwojem gospodarki o obiegu zamkniętym, coraz większego znaczenia nabierają technologie umożliwiające efektywne przekształcanie odpadów w nośniki energii [6]. W niniejszej pracy przedstawiono podejście łączące biotechnologię mikroalg z procesami konwersji energii, analizowane z perspektywy termodynamicznej. Przedmiotem badań była możliwość wykorzystania płynnych odpadów z przetwórstwa rybnego jako medium hodowlanego dla mikroalg *Arthrospira platensis*, a następnie zastosowania uzyskanej biomasy jako substratu w procesie fermentacji beztlenowej prowadzącej do produkcji biogazu.

Medium hodowlane stanowiły odpady płynne z przetwórstwa rybnego, będące emulsją zawierającą białka i tłuszcze oraz składniki mineralne. Z termodynamicznego punktu widzenia jest to źródło energii

chemicznej o stosunkowo niskiej egzergii, które w standardowych warunkach stanowi problem odpadowy. W niniejszym podejściu odpad ten zostaje włączony w proces konwersji, zwiększając swoją użyteczność energetyczną.

Tabela 1. Charakterystyka odpadu rybnego pochodzącego z lokalnego przedsiębiorstwa przetwórstwa rybnego, wykorzystanego do hodowli mikroalg Arthrospira platensis

Parametr badany	**Jednostka**	**Wynik**
Odczyn (pH)		6,25
Zawartość azotu	%s.m.	4,75
Zawartość węgla	%s.m.	46,54
Zawartość fosforu ogólnego	%s.m.	1,09
fosforany	g/kg	114
ChZT	mg/dm3	>90000
BZT5	mg/dm3	>6000
Chlorki	mg/kg s.m.	368
Substancja organiczna	%s.m.	80,3
Sucha masa	%	21,2

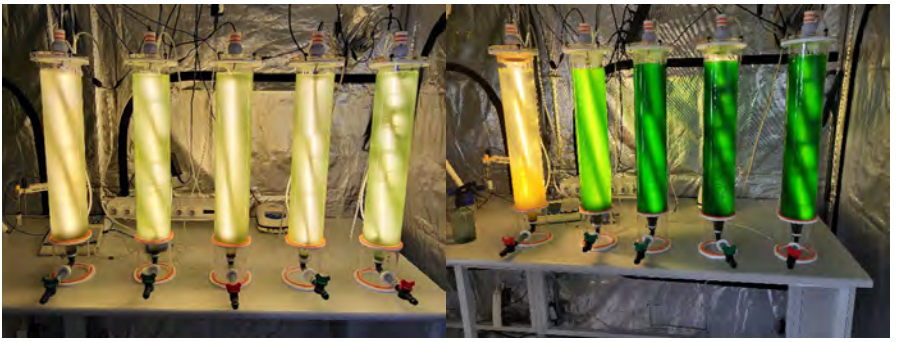
Źródło: opracowanie własne.

Na podstawie przedstawionych wyników można scharakteryzować badany osad ściekowy jako materiał o bardzo wysokim potencjale biodegradowalnym i energetycznym, ale jednocześnie wymagający kontrolowanego zagospodarowania. Badany osad cechuje się lekko kwaśnym odczynem (pH = 6,25), co wskazuje na obecność produktów rozkładu materii organicznej, takich jak kwasy organiczne. Taki zakres pH jest zbliżony do optymalnego dla początkowych etapów fermentacji beztlenowej (hydroliza i acidogeneza), jednak w dalszych etapach (metanogeneza) może wymagać stabilizacji. Zawartość substancji organicznej na poziomie 80,3% suchej masy świadczy o bardzo wysokim udziale materii biodegradowalnej. Potwierdzają to również ekstremalnie wysokie wartości wskaźników ChZT (>90 000 mg/dm³) oraz BZT_5 (>6000 mg/dm³), co oznacza, że osad zawiera duże ilości łatwo i trudno rozkładalnych związków organicznych. Stosunkowo wysoka wartość BZT_5 wskazuje na znaczną frakcję związków łatwo biodegradowalnych, co czyni ten materiał szczególnie atrakcyjnym jako substrat do procesów biologicznych, w tym fermentacji metanowej. Zawartość węgla organicznego (46,54% s.m.) oraz azotu (4,75% s.m.) wskazuje na stosunek C/N wynoszący około 10:1. Jest to wartość niższa niż optymalna dla fermentacji beztlenowej (20–30:1), co sugeruje nadmiar azotu. Może to prowadzić do powstawania amoniaku i potencjalnej inhibicji procesu metanogenezy. W praktyce oznacza to konieczność współfermentacji z materiałami bogatymi w węgiel (np. biomasa roślinna, odpady lignocelulozowe lub mikroalgi o wyższym C/N). Zawartość fosforu ogólnego (1,09% s.m.) oraz bardzo wysoka koncentracja fosforanów (114 g/kg) wskazują, że osad jest bogaty w biogeny, co czyni go wartościowym medium odżywczym dla mikroorganizmów, w tym mikroalg. Taki skład sprzyja wykorzystaniu osadu jako źródła składników pokarmowych w procesach biologicznych, np. w hodowli mikroalg. Stężenie chlorków na poziomie 368 mg/kg s.m. nie stanowi istotnego ograniczenia technologicznego, choć w wyższych stężeniach mogłoby wpływać inhibicyjnie na mikroorganizmy. Analizowany osad ściekowy charakteryzuje się bardzo wysoką zawartością materii organicznej i dużym potencjałem biodegradacji, zawiera znaczne ilości biogenów (azotu i fosforu), co czyni go wartościowym substratem biologicznym, posiada wysoki potencjał energetyczny do produkcji biogazu, ale wymaga jednak optymalizacji składu, szczególnie w zakresie stosunku C/N, aby uniknąć

inhibicji procesów fermentacyjnych. W kontekście biotechnologicznym osad ten może być efektywnie wykorzystany zarówno jako substrat w procesie fermentacji beztlenowej, jak i jako źródło składników odżywczych w hodowli mikroalg, wpisując się w założenia gospodarki o obiegu zamkniętym.

2.1. Wpływ dodatku odpadu rybnego na rozwój biomasy mikroalg *Arthrospira platensis*

Pierwszym etapem procesu była hodowla mikroalg w warunkach kontrolowanych. *Arthrospira platensis* jest organizmem fotosyntetyzującym, zdolnym do przekształcania energii promieniowania elektromagnetycznego w energię wiązań chemicznych. W badaniach zastosowano oświetlenie LED oraz temperaturę około 21–22°C, co stanowi kompromis pomiędzy efektywnością wzrostu a minimalizacją nakładów energetycznych na utrzymanie warunków procesu. Na rysunku 1. przedstawiono hodowlę spiruliny z dodatkiem podłoża wzbogaconego o odpad pochodzący z przetwórstwa ryb w stężeniu 25%, 50%, 75% i 100%. Zdjęcia były zrobione w pierwszym i ostatnim dniu hodowli.



Rysunek 1. Hodowla mikroalg – Arthrospira platensis w czasie 0 i po 7 dniach na pożywkach z dodatkiem odpadu rybnego w różnych stężeniach. Reaktory od prawej: 0% odpadu; 25%; 50%; 75% i ostatni 100% odpadu

Źródło: opracowanie własne.

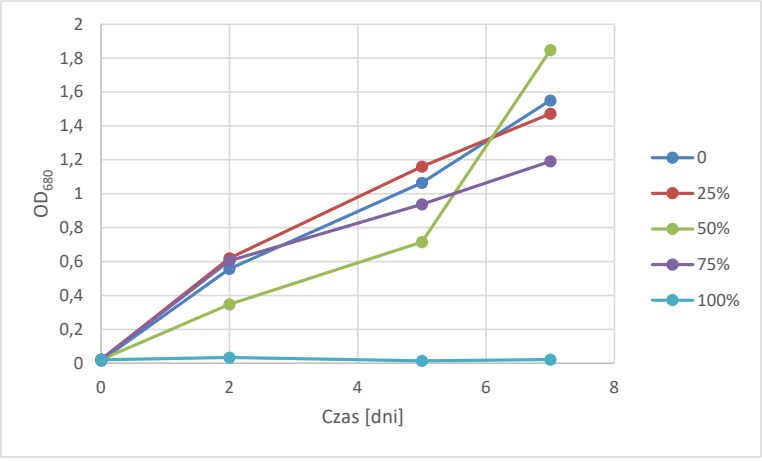
Z punktu widzenia termodynamiki analizowany system można traktować jako układ otwarty, w którym zachodzi konwersja energii promieniowania świetlnego oraz energii chemicznej zawartej w odpadzie organicznym do energii chemicznej biomasy, a następnie do energii chemicznej biogazu, głównie metanu. W trakcie eksperymentu analizowano wpływ stężenia odpadu w medium hodowlanym na przyrost biomasy mikroalgowej. Analiza uzysku biomasy *Arthrospira platensis* wykazała wyraźny wpływ stężenia odpadu w pożywce na wzrost mikroalg. Na rysunku 2 przedstawiono wartości gęstości optycznej (OD), a w tabeli 2 przeliczone stężenia suchej oraz świeżej biomasy, które wskazują na nieliniową zależność pomiędzy udziałem odpadu a efektywnością hodowli. W próbie kontrolnej (0%) uzyskano wysoką wartość biomasy (0,527 g/L s.m.; 26,68 g/L ś.m.), co potwierdza, że standardowe warunki hodowli zapewniają optymalne środowisko wzrostu. Dodatek odpadu na poziomie 25% nieznacznie obniżył uzysk biomasy (0,5 g/L s.m.), co może wynikać z początkowego efektu stresowego lub obecności substancji hamujących wzrost. Najwyższy uzysk biomasy odnotowano dla wariantu 50%, gdzie sucha masa osiągnęła 0,628 g/L, a świeża masa 31,77 g/L. Wskazuje to, że umiarkowany dodatek odpadu działa stymulująco na wzrost mikroalg. Efekt ten można tłumaczyć obecnością łatwo

przyswajalnych składników odżywczych w odpadzie, takich jak azot, fosfor oraz związki organiczne, które wspomagają metabolizm i intensyfikują produkcję biomasy.

Tabela 2. Przyrost biomasy Arthrospira platensis, gęstość optyczna OD 680; sucha masa, świeża masa po 7 dniach

Nr próbki	OD (średnia, dzień 7)	Sucha masa [g/L]	Świeża masa [g/L]
0%	1,551	0,527	26,68
25%	1,472	0,5	25,32
50%	1,847	0,628	31,77
75%	1,191	0,405	20,49
100%	0,021	0,007	0,36

Źródło: opracowanie własne.



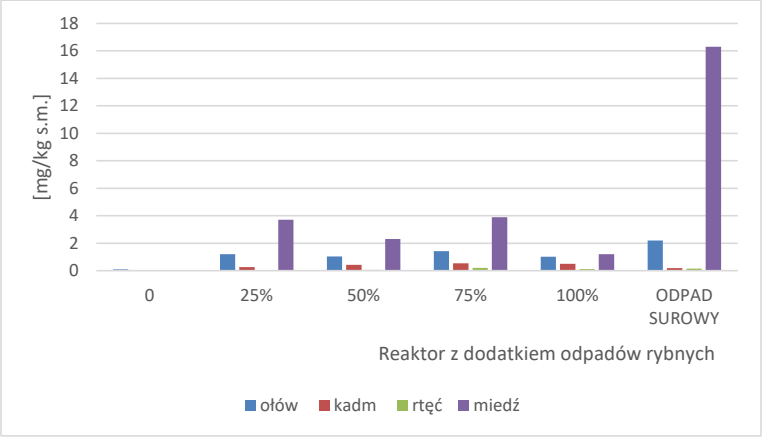
Rysunek 2. Wyniki gęstości optycznej biomasy alg w różnych pożywkach (stężenie odpadu)
Źródło: opracowanie własne.

Dalsze zwiększenie udziału odpadu do 75% skutkowało wyraźnym spadkiem uzysku biomasy (0,405 g/L s.m.), co sugeruje przekroczenie optymalnego stężenia składników w pożywce. Może to prowadzić do zaburzeń równowagi osmotycznej, ograniczenia dostępu światła (zwiększona mętność medium) lub obecności substancji toksycznych, w tym metali ciężkich. Najbardziej wyraźny efekt inhibicyjny zaobserwowano w wariancie 100%, gdzie biomasa praktycznie nie uległa przyrostowi (0,007 g/L s.m.). Tak silne zahamowanie wzrostu wskazuje na niekorzystne warunki środowiskowe, prawdopodobnie związane z wysokim stężeniem zanieczyszczeń, nadmiarem azotu amonowego lub toksycznym oddziaływaniem składników odpadu.

2.2. Wyniki zawartości metali ciężkich w kontekście wykorzystania odpadu rybnego

Przedstawione wyniki wskazują na istotny wpływ dodatku odpadu rybnego na skład chemiczny biomasy mikroalg oraz efektywność ich wzrostu, a także pozwalają ocenić potencjalne ograniczenia związane z obecnością metali ciężkich. W próbie kontrolnej (0%) stężenia wszystkich analizowanych pierwiastków były bardzo niskie i wynosiły odpowiednio: 0,093 mg/kg s.m. dla Pb, 0,021 mg/kg s.m. dla Cd, 0,004 mg/kg s.m. dla Hg oraz 0,031 mg/kg s.m. dla Cu. Wraz ze wzrostem udziału odpadu

obserwowano wyraźne zwiększenie zawartości metali w biomasie. Najwyższe stężenia ołowiu odnotowano dla wariantu 75% (1,42 mg/kg s.m.), przy czym wartości dla wszystkich prób z dodatkiem odpadu były niższe niż w surowym osadzie (2,2 mg/kg s.m.). Wskazuje to na ograniczoną zdolność *A. platensis* do akumulacji Pb, co może wynikać z jego niskiej biodostępności lub silnego wiązania z frakcją stałą osadu. W przypadku kadmu zaobserwowano systematyczny wzrost jego zawartości wraz ze zwiększaniem udziału odpadu – od 0,021 do 0,53 mg/kg s.m. Wartości te przekraczały stężenie w surowym osadzie (0,18 mg/kg s.m.), co jednoznacznie wskazuje na efektywną bioakumulację Cd. Zjawisko to jest zgodne z literaturą, gdzie kadm uznawany jest za metal łatwo przyswajalny przez mikroalgi. Zawartość rtęci wzrastała do poziomu 0,21 mg/kg s.m. (75%), a następnie malała przy 100% udziale odpadu, co może wskazywać na efekt toksyczny lub ograniczenie biodostępności tego pierwiastka w bardziej skoncentrowanym środowisku. W przypadku miedzi, mimo wzrostu jej zawartości w biomasie (do 3,9 mg/kg s.m.), wartości pozostawały znacznie niższe niż w osadzie (16,3 mg/kg s.m.), co sugeruje regulowane pobieranie tego pierwiastka. Wyniki stężeń metali ciężkich w próbkach mikroalg i odpadzie surowym przedstawiono na rys 3.



Rysunek 3. Wyniki stężeń metali ciężkich w próbkach mikroalg i odpadzie surowym
Źródło: opracowanie własne.

Porównanie z danymi literaturowymi dla komercyjnej biomasy *Arthrospira platensis* wskazuje, że uzyskane wartości metali ciężkich są istotnie wyższe, szczególnie dla Cd i Hg. Wynika to bezpośrednio z wykorzystania osadu ściekowego jako składnika podłoża hodowlanego. Jednocześnie wszystkie oznaczone stężenia pozostają poniżej ogólnych limitów dla materiałów organicznych stosowanych w rolnictwie w Unii Europejskiej [7–9].

Zaobserwowano nieliniową zależność pomiędzy udziałem osadu a poziomem akumulacji metali. Maksima dla większości pierwiastków występowały przy 50–75% dodatku odpadu, co wskazuje na istnienie optymalnych warunków sprzyjających biosorpcji i bioakumulacji. Przy najwyższym stężeniu (100%) obserwowano spadek zawartości części metali, co może być związane z inhibicją wzrostu mikroalg. Najbardziej wyraźny efekt inhibicji zaobserwowano w próbie 100%, gdzie zarówno gęstość optyczna (OD_{730} = 0,014), jak i sucha masa (0,00118) były skrajnie niskie. Pomimo relatywnie niższych stężeń niektórych metali (np. Hg i As), całkowite obciążenie układu substancjami organicznymi oraz obecność związków potencjalnie toksycznych (w tym detergentów i produktów rozkładu)

doprowadziły do zahamowania wzrostu mikroalg. Wskazuje to, że czynniki inhibicyjne mają charakter złożony i nie wynikają wyłącznie z obecności metali ciężkich, ale także z przeciążenia układu materią organiczną.

Z punktu widzenia procesów biotechnologicznych i energetycznych kluczowe znaczenie ma fakt, że przy odpowiednim rozcieńczeniu odpadu (25–75%) możliwe jest jednoczesne utrzymanie wzrostu biomasy mikroalg, częściowa bioakumulacja metali ciężkich w biomasie, a także wykorzystanie składników odżywczych zawartych w odpadzie.

W kontekście termodynamicznym obserwowane zjawiska można interpretować jako wynik spadku efektywności konwersji energii w warunkach stresu środowiskowego. Wraz ze wzrostem stężenia odpadu rośnie udział energii traconej na procesy adaptacyjne i detoksykacyjne, co obniża efektywność fotosyntezy i przyrost biomasy. W skrajnym przypadku (100%) układ osiąga stan, w którym energia dostarczana (światło) nie jest efektywnie przekształcana w energię chemiczną biomasy, co prowadzi do zahamowania wzrostu.

Na podstawie niniejszych badań można wnioskować, że umiarkowany dodatek odpadu (szczególnie 25% i 50%) stymuluje wzrost mikroalg i zapewnia optymalne warunki procesu. Natomiast wyższe stężenia prowadzą do inhibicji, wynikającej z kumulacji metali ciężkich i nadmiaru materii organicznej. Odpad rybny wymaga wstępnej obróbki lub rozcieńczenia przed zastosowaniem w hodowli mikroalg. Biomasa uzyskana w tych warunkach może stanowić nośnik zarówno energii, jak i zakumulowanych zanieczyszczeń, co należy uwzględnić przy jej dalszym wykorzystaniu, np. w produkcji biogazu. Wyniki te potwierdzają, że kluczowym elementem technologii jest optymalizacja stężenia odpadu, pozwalająca na maksymalizację wydajności biologicznej przy jednoczesnej kontroli czynników toksycznych.

Podsumowanie

Przedstawione wyniki wskazują na istnienie optymalnego zakresu stężenia odpadu (około 50%), w którym następuje maksymalizacja produkcji biomasy. Zależność ta ma charakter typowy dla hodowli mikroorganizmów na substratach odpadowych i wynika z równowagi pomiędzy dostępnością składników odżywczych (efekt stymulujący), a obecnością czynników stresowych i toksycznych (efekt hamujący). Biomasa *Arthrospira platensis* hodowana na podłożu zawierającym osady ściekowe wykazuje znacząco podwyższone stężenia metali ciężkich w porównaniu do danych literaturowych dla produktów komercyjnych. Pomimo że większość analizowanych pierwiastków mieści się w ogólnych normach dla materiałów organicznych, przekroczenie limitów dla rtęci oraz wysoka zawartość kadmu wskazują na ograniczoną możliwość wykorzystania tej biomasy w celach spożywczych. Jednocześnie potwierdzono wysoką zdolność mikroalg do bioakumulacji metali, co może być wykorzystane w procesach bioremediacji środowiska.

Uzyskana biomasa mikroalgowa może stanowić substrat dla fermentacji beztlenowej. Istotnym aspektem jest wysoka biodegradowalność biomasy mikroalgowej, wynikająca z braku lignocelulozy, co odróżnia ją od biomasy roślinnej. Dzięki temu proces hydrolizy nie stanowi istotnego ograniczenia energetycznego, a konwersja do biogazu może przebiegać z wyższą sprawnością [2,10].

Kluczowym zagadnieniem jest tutaj stosunek energii uzyskanej do energii zainwestowanej, czyli wskaźnik EROI [11]. Choć w niniejszych badaniach skupiono się głównie na efektywności wzrostu biomasy, uzyskane wyniki wskazują na potencjał dodatniego bilansu energetycznego, szczególnie w przypadku integracji procesu z istniejącą infrastrukturą przemysłową, np. poprzez wykorzystanie

ciepła odpadowego, umieszczania instalacji w budynkach użyteczności publicznej czy wykorzystywanie przestrzeni budynków socjalnych przedsiębiorstw. Warto również podkreślić aspekt środowiskowy. Zastosowanie mikroalg do zagospodarowania odpadów rybnych pozwala na redukcję ładunku zanieczyszczeń, ograniczenie emisji oraz zmniejszenie kosztów utylizacji. Jest to szczególnie istotne dla zakładów przetwórstwa rybnego, gdzie odpady płynne stanowią istotny problem technologiczny i ekonomiczny. Podsumowując, przedstawiony system stanowi przykład zintegrowanego podejścia do konwersji energii i materii, w którym odpady organiczne są przekształcane w wartościowy nośnik energii. Analiza termodynamiczna wskazuje na możliwość optymalizacji tego procesu poprzez dobór parametrów operacyjnych oraz integrację z istniejącymi systemami przemysłowymi.

Podziękowania

Serdeczne podziękowania autorzy kierują do Właścicieli i Pracowników firmy Polryb Maszkowo, którzy udostępnili osad ściekowy do hodowli alg i brali udział w konsultacjach niniejszych badań.

Bibliografia

[1] Ferreira De Oliveira, A.P.; Bragotto, A.P.A. Microalgae-Based Products: Food and Public Health. *Future Foods* **2022**, *6*, 100157, doi:10.1016/j.fufo.2022.100157.
[2] Costa, J.A.V.; Freitas, B.C.B.; Rosa, G.M.; Moraes, L.; Morais, M.G.; Mitchell, B.G. Operational and Economic Aspects of Spirulina-Based Biorefinery. *Bioresource Technology* **2019**, *292*, 121946, doi:10.1016/j.biortech.2019.121946.
[3] Franco-Morgado, M.; Amador-Espejo, G.G.; Pérez-Cortés, M.; Gutiérrez-Uribe, J.A. Microalgae and Cyanobacteria Polysaccharides: Important Link for Nutrient Recycling and Revalorization of Agro-Industrial Wastewater. *Applied Food Research* **2023**, *3*, 100296, doi:10.1016/j.afres.2023.100296.
[4] Wollmann, F.; Dietze, S.; Ackermann, J.; Bley, T.; Walther, T.; Steingroewer, J.; Krujatz, F. Microalgae Wastewater Treatment: Biological and Technological Approaches. *Engineering in Life Sciences* **2019**, *19*, 860–871, doi:10.1002/elsc.201900071.
[5] Ratomski, P.; Hawrot-Paw, M. Production of Chlorella Vulgaris Biomass in Tubular Photobioreactors during Different Culture Conditions. *Applied Sciences* **2021**, *11*, 3106, doi:10.3390/app11073106.
[6] Ahmad, A.; Banat, F.; Alsafar, H.; Hasan, S.W. Algae Biotechnology for Industrial Wastewater Treatment, Bioenergy Production, and High-Value Bioproducts. *Science of The Total Environment* **2022**, *806*, 150585, doi:10.1016/j.scitotenv.2021.150585.
[7] Hena, S.; Znad, H.; Heong, K.T.; Judd, S. Dairy Farm Wastewater Treatment and Lipid Accumulation by Arthrospira Platensis. *Water Research* **2018**, *128*, 267–277, doi:10.1016/j.watres.2017.10.057.
[8] Kumari, P.; Shukla, S.P.; Rathi Bhuvaneswari, G.; Kumar, S.; Xavier, M.; Kumar, M. High Value Pigment Production and Carbon Sequestration through Wastewater Grown Spirulina (Arthrospira) Platensis: A Green Technology for Wastewater Utilization. *Waste Management Bulletin* **2023**, *1*, 1–10, doi:10.1016/j.wmb.2023.06.003.
[9] Matos, Â.P. Microalgae as a Potential Source of Proteins. In *Proteins: Sustainable Source, Processing and Applications*; Elsevier, 2019; pp. 63–96 ISBN 978-0-12-816695-6.
[10] Ummalyma, S.B.; Singh, A. Biomass Production and Phycoremediation of Microalgae Cultivated in Polluted River Water. *Bioresource Technology* **2022**, *351*, 126948, doi:10.1016/j.biortech.2022.126948.
[11] Thanigaivel, S.; Vickram, S.; Manikandan, S.; Deena, S.R.; Subbaiya, R.; Karmegam, N.; Govarthanan, M.; Kim, W. Sustainability and Carbon Neutralization Trends in Microalgae Bioenergy Production from Wastewater Treatment: A Review. *Bioresource Technology* **2022**, *364*, 128057, doi:10.1016/j.biortech.2022.128057.

Rozdział 3
Wymienniki ciepła

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_10

Identyfikacja korelacji liczby Nusselta dla przeciwprądowego helikalnego wymiennika ciepła typu rura w rurze

JAN TALER[1], EWELINA ZIÓŁKOWSKA[2], DAWID TALER[1], TOMASZ SOBOTA[1]

[1] Politechnika Krakowska im. Tadeusza Kościuszki, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki, ul. Warszawska 24, 31-155, Kraków, Polska
[2] Politechnika Krakowska im. Tadeusza Kościuszki, Szkoła Doktorska PK, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki, ul. Warszawska 24, 31-155, Kraków, Polska
e-mail: jan.taler@pk.edu.pl, ewelina.ziolkowska@doktorant.pk.edu.pl

Słowa kluczowe: wężownicowy wymiennik ciepła typu rura w rurze, korelacje wymiany ciepła, badania eksperymentalne, metoda numeryczna, metoda najmniejszych kwadratów

W niniejszej pracy przedstawiono badania eksperymentalne i numeryczne mające na celu wyznaczenie korelacji wymiany ciepła dla przeciwprądowego helikalnego wymiennika ciepła typu rura w rurze. Analizowane urządzenie składa się z wewnętrznej rury zwiniętej helikalnie, umieszczonej współosiowo wewnątrz rury zewnętrznej, przy czym gorąca i zimna woda przepływają w przeciwnych kierunkach. Układ przeciwprądowy w połączeniu z krzywizną wężownicy intensyfikuje wymianę ciepła poprzez powstawanie wtórnych struktur przepływu.
Badania eksperymentalne przeprowadzono w warunkach pracy odpowiadających zastosowaniom w pompach ciepła oraz układach odzysku energii. Temperatury na wlocie i wylocie obu czynników roboczych, a także ich strumienie masowe, były rejestrowane w sposób ciągły za pomocą komputerowego systemu akwizycji danych. Do dalszej analizy wybrano wyłącznie dane uzyskane w ustalonych warunkach pracy.
Nieznane współczynniki w korelacjach liczby Nusselta dla rury wewnętrznej oraz przestrzeni pierścieniowej wyznaczono jednocześnie. Procedurę identyfikacji oparto na modelu numerycznym wyprowadzonym z równań zachowania pędu i energii dla przepływu turbulentnego w kanałach zwiniętych helikalnie, z uwzględnieniem wpływu krzywizny. Zastosowano metodę najmniejszych kwadratów w celu minimalizacji różnic między zmierzonymi a obliczonymi temperaturami wylotowymi gorącego i zimnego czynnika.
Przeprowadzono analizę statystyczną w celu wyznaczenia 95-procentowych przedziałów ufności dla zidentyfikowanych współczynników. Opracowane korelacje zapewniają wiarygodne możliwości predykcyjne i mogą być stosowane w projektowaniu cieplnym, optymalizacji oraz analizie charakterystyk eksploatacyjnych przeciwprądowych helikalnych wymienników ciepła typu rura w rurze.

Wprowadzenie

Wyznaczanie współczynnika przejmowania ciepła (HTC) pozostaje jednym z kluczowych zagadnień inżynierii cieplnej ze względu na jego silną zależność od warunków przepływu, geometrii oraz właściwości termofizycznych. Bezpośredni pomiar HTC jest często trudny do przeprowadzenia, dlatego powszechnie stosuje się pośrednie metody eksperymentalne i numeryczne. Korelacje wymiany ciepła, wykorzystywane do obliczania liczby Nusselta w funkcji liczb Reynoldsa i Prandtla, mają kluczowe znaczenie w projektowaniu i eksploatacji różnych typów wymienników ciepła zarówno w warunkach ustalonych, jak i nieustalonych. W literaturze przedstawiono liczne badania poświęcone eksperymentalnemu wyznaczaniu współczynników przejmowania ciepła w wymiennikach ciepła.
Najczęściej stosowaną metodą wyznaczania HTC jest metoda Wilsona [1]. Praca Shokouhmanda i in. [2] stanowi przykład eksperymentalnego zastosowania metody Wilsona do wyznaczania współczynników przejmowania ciepła w płaszczowo-wężownicowych wymiennikach ciepła. Badania przeprowadzono

w warunkach laboratoryjnych, mierząc temperatury czynników roboczych na wlocie i wylocie oraz kontrolując strumienie masowe zarówno po stronie płaszcza, jak i wężownicy. Na podstawie uzyskanych danych wyznaczono całkowity współczynnik przenikania ciepła, a następnie, z wykorzystaniem metody Wilsona, całkowity opór cieplny rozdzielono na składowe odpowiadające poszczególnym stronom wymiany ciepła. Procedura ta polegała na zmianie natężenia przepływu jednego z czynników przy zachowaniu stałych warunków po drugiej stronie, co umożliwiło uzyskanie zależności liniowej i wyznaczenie współczynników przejmowania ciepła bez konieczności pomiaru temperatury ścianki. Na podstawie wyników eksperymentalnych autorzy wyznaczyli współczynniki przejmowania ciepła oraz zaproponowali korelacje empiryczne w postaci zależności liczby Nusselta od liczb Reynoldsa i Prandtla. Analiza wykazała, że parametry przepływu oraz geometria wężownicy mają istotny wpływ na intensywność wymiany ciepła. Uzyskane wyniki porównano z korelacjami dostępnymi w literaturze, uzyskując dobrą zgodność, co potwierdziło poprawność zastosowanej metodyki.

Artykuł Mutumby i in. [3] dotyczy eksperymentalnego wyznaczania współczynnika przejmowania ciepła w lutowanych płytowych wymiennikach ciepła (BPHE) w warunkach przepływu jednofazowego. Zastosowano zmodyfikowaną metodę Wilsona, umożliwiającą rozdzielenie oporów cieplnych bez konieczności pomiaru temperatury ścianki. Na podstawie danych eksperymentalnych opracowano korelacje liczby Nusselta dla różnych czynników roboczych, uzyskując wysoką zgodność z danymi pomiarowymi (większość wartości mieściła się w zakresie ±10%). Autorzy podkreślili istotny wpływ geometrii wymiennika oraz warunków przepływu na dokładność wyznaczania HTC.

W pracy Che i Elbela [4] przedstawiono eksperymentalną metodę wyznaczania lokalnych współczynników przejmowania ciepła po stronie powietrza w rurowo-żebrowym wymienniku ciepła. Autorzy wskazują, że klasyczna metoda Wilsona pozwala wyznaczyć jedynie średnie wartości HTC, co ogranicza możliwość analizy złożonych zjawisk transportowych. W związku z tym zaproponowano metodę CTC (coating, tracer, and colour change), opartą na analogii między wymianą ciepła i masy, która umożliwia bezpośrednie wyznaczanie dwuwymiarowych rozkładów lokalnego HTC z wysoką rozdzielczością. Metoda polega na pokryciu powierzchni cienką warstwą reaktywną pochłaniającą amoniak ze strumienia powietrza, co powoduje zmianę jej barwy. Analiza zmian barwy w czasie pozwala wyznaczyć lokalny strumień masy, a następnie, wykorzystując analogię między wymianą ciepła i masy, lokalne współczynniki przejmowania ciepła. Zastosowane podejście umożliwiło określenie wpływu geometrii żeber oraz położenia rzędu rur w wymienniku na rozkład HTC, w tym jego zmniejszanie się w kierunku przepływu. Pomimo dużej dokładności i możliwości analizy złożonych geometrii metoda ta wymaga starannego przygotowania powierzchni oraz kontrolowanych warunków eksperymentalnych. Stanowi jednak istotne rozszerzenie klasycznych metod, takich jak metoda Wilsona, umożliwiając przejście od wartości uśrednionych do szczegółowej analizy lokalnej wymiany ciepła.

Taler i in. [5] zaproponowali nową metodę numeryczną umożliwiającą jednoczesne wyznaczanie korelacji wymiany ciepła po stronie gorącej i zimnej wody w płytowym wymienniku ciepła. Na podstawie pomiarów parametrów przepływowych i cieplnych, z wykorzystaniem metody najmniejszych kwadratów, wyznaczono korelacje liczby Nusselta zależne od liczb Reynoldsa i Prandtla. Procedura polega na minimalizacji różnicy między obliczonymi a zmierzonymi temperaturami wylotowymi. W zależności od przyjętego modelu wyznaczano jedną lub dwie korelacje obejmujące od trzech do sześciu parametrów dopasowania. Dodatkowo niepewność oszacowanych parametrów oceniono za pomocą 95-procentowych przedziałów ufności. Uzyskane korelacje mogą być wykorzystywane do monitorowania stopnia zanieczyszczenia wymienników ciepła w systemach ciepłowniczych.

W pracy Romanowicza i in. [6] opracowano korelacje liczby Nusselta dla przepływu w płytowym wymienniku ciepła na podstawie danych numerycznych i eksperymentalnych. Analiza umożliwiła wyznaczenie zależności, które mogą być wykorzystywane do monitorowania stopnia zanieczyszczenia wymiennika podczas jego eksploatacji.

Hernandez-Melendez i in. [7] przeprowadzili eksperymentalną estymację HTC w dwururowym wymienniku ciepła. W badaniu porównano eksperymentalnie oszacowane wartości HTC, uzyskane z zastosowaniem podwójnego rozszerzonego filtru Kalmana (DEKF), z wartościami otrzymanymi na podstawie analizy numerycznej. Wyniki wykazały, że DEKF jest skutecznym narzędziem matematycznym do wykrywania zanieczyszczenia wymienników ciepła poprzez estymację współczynnika przejmowania ciepła.

Wang i in. [8] przeprowadzili szczegółowe badania eksperymentalne lokalnych współczynników przejmowania ciepła podczas kondensacji czynnika R134a w mikrostrukturalnym płytowym wymienniku ciepła. Pomiary przeprowadzono w szerokim zakresie warunków pracy, obejmującym zmienne strumienie masowe, ciśnienia nasycenia oraz gęstości strumienia ciepła. Na podstawie uzyskanych danych wyznaczono lokalne liczby Nusselta oraz przeanalizowano wpływ parametrów przepływu na intensywność wymiany ciepła. Wykazano, że wzrost strumienia masowego prowadzi do zwiększenia wartości liczby Nusselta, natomiast wpływ ciśnienia nasycenia jest złożony i zależy od stopnia suchości pary. Ponadto stwierdzono, że powierzchnie mikrostrukturalne intensyfikują wymianę ciepła, szczególnie we wczesnych etapach kondensacji oraz przy niskim stopniu suchości pary. Na podstawie wyników opracowano nową korelację liczby Nusselta, opisującą dane z dokładnością około 10%, co potwierdza możliwość jej zastosowania do modelowania procesów kondensacji w płytowych wymiennikach ciepła.

W kontekście eksperymentalnego wyznaczania współczynników przejmowania ciepła w wymiennikach istotny wkład wnieśli Chen i in. [9]. Autorzy skoncentrowali się na analizie płytowego wymiennika ciepła pracującego w organicznym obiegu Rankine'a (ORC) oraz przeprowadzili szczegółowe pomiary parametrów przepływowych i temperaturowych. W badaniu średni współczynnik przejmowania ciepła wyznaczono na podstawie danych eksperymentalnych obejmujących temperatury wlotowe i wylotowe obu czynników oraz ich strumienie masowe. Następnie obliczono całkowity strumień ciepła wraz z logarytmiczną średnią różnicą temperatur (LMTD), co umożliwiło wyznaczenie całkowitego współczynnika przenikania ciepła. Następnie, za pomocą odpowiednich procedur obliczeniowych, współczynnik ten rozdzielono na składowe odpowiadające stronie gorącej i zimnej, co stanowi kluczowy element analizy zagadnienia odwrotnego. Uzyskane dane autorzy wykorzystali do opracowania korelacji typu Nusselta dla czynników roboczych, wyrażonych jako funkcje liczb Reynoldsa i Prandtla. Otrzymane korelacje mają charakter empiryczny i są dostosowane do określonych warunków pracy płytowego wymiennika ciepła oraz właściwości czynników roboczych w układzie ORC.

Alternatywą dla metod eksperymentalnych są podejścia numeryczne oparte na obliczeniowej mechanice płynów (CFD), które w ostatnich latach są coraz częściej wykorzystywane do opracowywania korelacji wymiany ciepła. Na podstawie symulacji numerycznych opracowuje się korelacje liczby Nusselta w funkcji liczb Reynoldsa i Prandtla dla różnych geometrii wymienników ciepła, takich jak wymienniki płytowo-żebrowe, kanały wewnętrzne oraz powierzchnie chropowate. Podejście to umożliwia analizę parametrów geometrycznych i przepływowych, które trudno uwzględnić w badaniach eksperymentalnych. Jednocześnie podkreśla się, że dokładność uzyskiwanych korelacji zależy od przyjętych modeli turbulencji oraz walidacji wyników CFD.

W pracy Flayyih i in. [10] przedstawiono analizę porównawczą wymiany ciepła oraz strat ciśnienia w wymiennikach z rurami prostymi i spiralnymi, opartą na badaniach eksperymentalnych oraz symulacjach CFD. Badania przeprowadzono dla przepływu wody w zakresie liczb Reynoldsa od około 1000 do 12 600, wykorzystując rury miedziane o jednakowych średnicach wewnętrznych. Na podstawie pomiarów temperatury i przepływu wyznaczono charakterystyki cieplne oraz liczby Nusselta, a następnie porównano je z wynikami numerycznymi. Wykazano, że wymiennik spiralny charakteryzuje się większą intensywnością wymiany ciepła, a wartości liczby Nusselta są o około 8–12% wyższe niż dla rury prostej. Dobra zgodność wyników CFD z danymi eksperymentalnymi potwierdza przydatność modelowania numerycznego do wyznaczania zależności opisujących wymianę ciepła w analizowanych układach.

Marcinkowski i in. [11] przedstawili zintegrowane podejście eksperymentalno-numeryczne do wyznaczania współczynników przejmowania ciepła po stronie powietrza w rurowo-żebrowym wymienniku ciepła. Na podstawie porównania wyników pomiarów i symulacji CFD opracowano nowe korelacje liczby Nusselta, dostosowane do określonych warunków przepływu. Wykazano, że połączenie metod eksperymentalnych i numerycznych pozwala na dokładniejsze wyznaczanie zależności opisujących wymianę ciepła.

Al-Lami i Kenig [12] opracowali nowe korelacje liczby Nusselta oraz zależności współczynnika tarcia dla turbulentnej konwekcji wymuszonej w kanałach wewnętrznych wymienników ciepła. Zależności te wyprowadzono wyłącznie na podstawie zwalidowanych symulacji CFD przeprowadzonych w szerokim zakresie liczb Reynoldsa oraz parametrów geometrycznych, co umożliwia ich zastosowanie w projektowaniu nowych konstrukcji wymienników ciepła.

Na podstawie analiz numerycznych Cheng i in. [13] wykazali, że HTC podczas kondensacji charakteryzuje się dużą zmiennością lokalną, wynikającą z dynamiki przepływu oraz rozwoju filmu cieczy na powierzchni wymiany ciepła. Zastosowanie modelu CFD wykorzystującego metodę VOF umożliwiło szczegółowe odwzorowanie zjawisk międzyfazowych, pozwalając na precyzyjne wyznaczenie lokalnych wartości HTC. Badanie wskazuje, że zarówno warunki przepływu, jak i struktura powierzchni mają kluczowy wpływ na intensywność wymiany ciepła, a ich odpowiednie zaprojektowanie może znacząco zwiększyć efektywność procesu. Jednocześnie wyniki potwierdzają przydatność metod CFD w analizie procesów kondensacji, szczególnie przy wyznaczaniu rozkładów HTC, które trudno uzyskać eksperymentalnie. Autorzy podkreślają jednak, że dokładność predykcji zależy od przyjętych modeli numerycznych oraz sposobu odwzorowania zjawisk fizycznych, co wskazuje na potrzebę dalszej walidacji modeli CFD na podstawie danych eksperymentalnych.

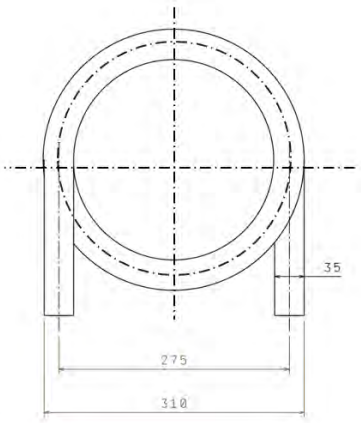
Przegląd literatury wskazuje, że najczęściej stosowanym podejściem jest metoda Wilsona, wykorzystywana do wyznaczania korelacji wymiany ciepła dla jednego czynnika. Z kolei korelacje dostępne w literaturze są zazwyczaj stosowane do wyznaczania liczby Nusselta w prostych rurach lub kanałach o przepływie osiowym. Podczas wyznaczania współczynników i wykładników w korelacji liczby Nusselta metodą Wilsona stosuje się transformację logarytmiczną liczby Nusselta. Procedura ta sprowadza zależność do postaci liniowej, umożliwiając oszacowanie nieznanych parametrów za pomocą regresji liniowej. Takie uproszczenie może jednak prowadzić do istotnych odchyleń wartości wyznaczonych parametrów.

Dokładniejszą alternatywą jest zastosowanie nieliniowej metody najmniejszych kwadratów, która umożliwia bardziej wiarygodną identyfikację nieznanych współczynników w korelacjach liczby Nusselta zarówno po stronie czynnika gorącego, jak i zimnego. Opracowano nową procedurę umożliwiającą jednoczesne wyznaczanie korelacji liczby Nusselta dla obu strumieni w helikalnym wymienniku ciepła typu rura w rurze.

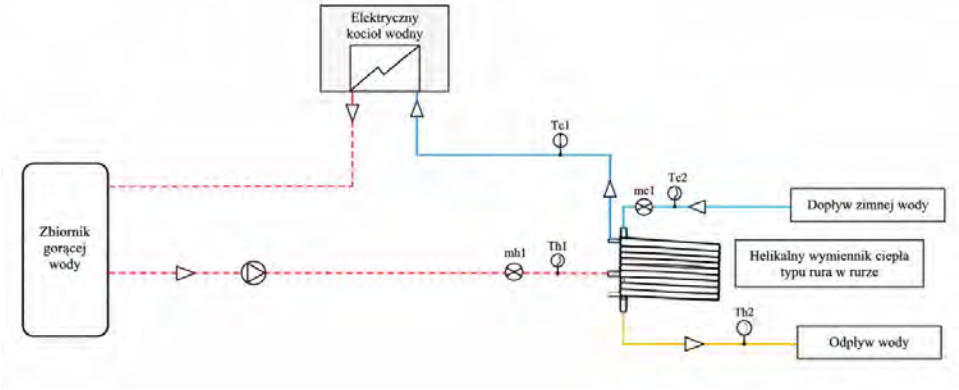
W analizowanej konfiguracji gorąca woda przepływa przez rurę wewnętrzną, natomiast zimna woda przepływa w przestrzeni pierścieniowej pomiędzy rurą wewnętrzną i zewnętrzną. Badania eksperymentalne przeprowadzono na zwiniętym wymienniku ciepła pracującym jako parownik lub skraplacz w układzie pompy ciepła.
Zaproponowane podejście można rozszerzyć na helikalne wymienniki ciepła typu rura w rurze o różnej liczbie rur wewnętrznych. Ponadto umożliwia ono wyznaczanie korelacji dla układów, w których po obu stronach wymiany ciepła stosowane są różne techniki intensyfikacji wymiany ciepła, takie jak wkładki zwiększające turbulencję przepływu w rurze wewnętrznej oraz w kanale pierścieniowym.

1. Stanowisko badawcze i metodyka badań

Wyznaczanie współczynników przejmowania ciepła (HTC) zarówno po stronie gorącej, jak i zimnej wody stanowi odwrotne zagadnienie wymiany ciepła (IHTP). Dla zbioru *m* serii pomiarowych znane są następujące wielkości: objętościowe natężenia przepływu gorącej i zimnej wody $\dot{V}_{h,i}$ i $\dot{V}_{c,i}$ na wlocie do wymiennika, temperatury wlotowe gorącej i zimnej wody $T_{h1,i}^{meas}$ i $T_{c2,i}^{meas}$, a także ich temperatury wylotowe $T_{h2,i}^{meas}$ i $T_{c1,i}^{meas}$.
Na podstawie danych eksperymentalnych wyznaczane są współczynniki i wykładniki występujące w przyjętej postaci funkcji korelacyjnych opisujących wymianę ciepła.
Schemat badanego helikalnego wymiennika ciepła typu rura w rurze przedstawiono na Rys. 1. Badania charakterystyk cieplnych i przepływowych przeprowadzono dla wymiennika składającego się z 6,5 zwoju. Wymiennik pracuje w układzie przeciwprądowym: gorąca woda przepływa przez rurę wewnętrzną, natomiast zimna woda przez przestrzeń pierścieniową pomiędzy rurami. Średnica wewnętrzna rury zewnętrznej wymiennika wynosi D_{in} = 32 mm, a grubość jej ścianki s = 1,5 mm. Rura wewnętrzna ma średnicę wewnętrzną d_{in} = 20 mm oraz średnicę zewnętrzną d_{out} = 22 mm. Całkowita długość wymiennika wynosi L = 5,99 m. Średnica zwoju wynosi 275 mm, natomiast skok helisy 70 mm. Wszystkie pomiary wykonywano w ustalonych warunkach pracy. W celu ograniczenia strat ciepła do otoczenia wymiennik zaizolowano termicznie pianką poliuretanową.
W trakcie badań na stanowisku badawczym Rys.2 strumień masowy gorącej wody $\dot{m}_h$ zmieniano w zakresie 0,03–0,23 kg/s, natomiast strumień masowy zimnej wody $\dot{m}_c$ w zakresie 0,04–0,19 kg/s. Objętościowe natężenia przepływu obu strumieni mierzono za pomocą osiowych przepływomierzy turbinowych o zakresie pomiarowym 1–40 L/min i dokładności ±2% wartości mierzonej. Temperatury obu czynników na wlocie i wylocie rejestrowano podczas 46 serii pomiarowych. Temperatura gorącej wody na wlocie T_{h1} zmieniała się w zakresie 35,1–70,2°C, natomiast temperatura wlotowa zimnej wody T_{c2} mieściła się w zakresie 5,3–10,4°C. Do pomiaru temperatury zastosowano płaszczowe termopary typu K (NiCr–Ni) o średnicy 1,5 mm. Przed rozpoczęciem badań wszystkie czujniki poddano wzorcowaniu w przeznaczonym do tego celu piecu kalibracyjnym. Uzyskana niepewność pomiaru temperatury wynosiła ±0,5 K.



Rysunek 1. Helikalny wymiennik ciepła typu rura w rurze wraz z jego charakterystycznymi wymiarami.



Rysunek 2. Schemat stanowiska badawczego.

W tabeli 1 przedstawiono zmierzone natężenia przepływu objętościowego ciepłej i zimnej wody wraz z temperaturami na wlocie i wylocie obu płynów.

Tabela 1. Dane pomiarowe dla analizowanego wymiennika ciepła typu rura w rurze

Lp	$\dot{V}_{hot}$, L/min	$T_{hot,in}$,°C	$T_{hot,out}$,°C	$\dot{V}_{cold}$, L/min	$T_{cold,in}$, °C	$T_{cold,out}$,°C
1	13.91	70.2	50.3	5.1	10.4	64.4
2	11.54	68.7	45.3	5.1	10.3	61.0
3	12.65	69.1	47.1	5.1	10.2	62.1
4	10.53	68.2	43.5	5.1	10.2	59.1
5	9.48	67.7	41.5	5.1	10.1	57.2
6	8.21	67.2	38.9	5.1	10.0	54.8
7	7.07	66.9	36.3	5.1	10.1	51.9
8	5.9	66.6	33.5	5.1	10.0	48.4
9	4.78	66.3	30.6	5.1	10.1	44.1

Lp	$\dot{V}_{hot}$, L/min	$T_{hot,in}$,°C	$T_{hot,out}$,°C	$\dot{V}_{cold}$, L/min	$T_{cold,in}$, °C	$T_{cold,out}$,°C
10	10.8	35.1	18.5	11.5	5.8	21.2
11	9.1	39.0	18.6	11.5	5.5	21.4
12	7.7	42.4	18.7	11.5	5.4	21.3
13	5.8	48.0	18.3	11.5	5.3	20.3
14	10.8	42.4	21.8	10.1	5.5	27.5
15	7.6	43.1	19.6	10.0	5.5	23.4
16	5.8	48.3	19.3	10.0	5.4	22.5
17	2.9	65.6	16.8	9.9	5.5	19.8
18	10.6	45.0	24.4	8.3	5.7	32.1
19	8.9	43.2	22.2	8.2	5.8	28.6
20	7.0	46.5	21.3	8.2	5.7	27.0
21	10.8	46.7	27.2	6.7	5.7	36.8
22	8.9	45.4	24.5	6.7	5.8	32.9
23	7.1	48.1	23.5	6.7	5.8	31.7
24	5.3	53.8	22.5	6.7	5.9	30.4
25	3.8	61.3	21.2	6.7	6	28.8
26	10.4	57.2	36.1	4.8	6.1	50.5
27	7.0	54.4	29.2	4.7	6.2	42.2
28	5.1	59.5	27.0	4.7	6.2	40.5
29	2.1	74.0	18.5	4.7	6.2	30.4
30	1.5	83.7	21.4	2.5	6.4	41.9
31	10.3	40.7	22.5	8.0	5.7	28.7
32	8.0	48.0	21.1	10.3	5.4	26.3
33	7.9	45.4	22.1	7.9	5.4	28.6
34	7.9	46.9	24.4	6.3	5.5	33.2
35	6.3	53.8	20.9	10.2	5.3	25.7
36	6.3	50.4	21.5	8.2	5.4	27.7
37	6.3	51.5	23.8	6.2	5.4	33.1
38	6.3	55.7	29.9	4.1	5.6	43.9
39	4.0	64.6	19.6	10.0	5.5	23.8
40	4.1	63.6	20.6	8.3	5.5	26.5
41	4.0	64.1	22.8	6.1	5.6	33.1
42	4.0	66.9	27.1	4.2	5.6	42.9
43	2.2	82.8	15.7	9.8	5.4	20.6
44	2.2	77.4	16.0	8.1	5.4	22.2
45	2.2	83.7	18.1	6.0	5.4	29.4
46	2.2	79.3	21.2	3.9	5.6	37.5

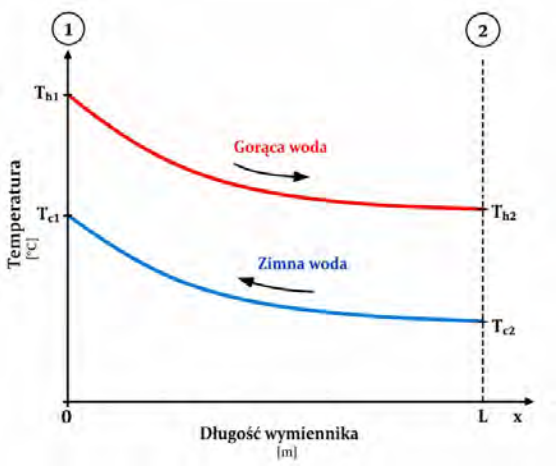
2. Wyznaczanie temperatur gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika ciepła

Temperatury gorącego i zimnego czynnika mierzono zarówno na wlocie, jak i na wylocie z wymiennika ciepła. Mierzono również objętościowe natężenia przepływu obu strumieni na wlocie do wymiennika. Dane rejestrowano za pomocą komputerowego systemu akwizycji danych, a do dalszej analizy wybrano wyłącznie przedziały odpowiadające ustalonym warunkom pracy. Na podstawie obszernego zbioru danych eksperymentalnych wyznaczono nieznane parametry z wykorzystaniem metody nieliniowej regresji najmniejszych kwadratów. Parametry te określono poprzez minimalizację sumy kwadratów różnic pomiędzy zmierzonymi eksperymentalnie a obliczonymi numerycznie

temperaturami wylotowymi obu strumieni. Zależności opisujące liczby Nusselta po wewnętrznej i zewnętrznej stronie rury centralnej wyprowadzono z równań zachowania pędu i energii dla przepływu turbulentnego w rurze prostej. Ponadto dla wszystkich czterech współczynników wyznaczono 95-procentowe przedziały ufności. Otrzymane korelacje liczby Nusselta, zarówno dla rury wewnętrznej, jak i przestrzeni pierścieniowej, mogą być wykorzystywane w praktyce inżynierskiej do projektowania wymienników ciepła oraz oceny ich efektywności.

Analizowany w niniejszej pracy helikalny wymiennik ciepła typu rura w rurze pracuje w układzie przeciwprądowym. W proponowanej metodzie wyznaczania korelacji liczby Nusselta po stronie gorącego i zimnego czynnika konieczne jest wykonanie wielu pomiarów temperatur wylotowych dla poszczególnych warunków eksperymentalnych. W dalszej części niniejszego rozdziału przedstawiono szczegółową procedurę obliczania temperatur wylotowych obu strumieni w helikalnym wymienniku ciepła z wykorzystaniem metody P-NTU (efektywność–liczba jednostek przenikania ciepła).

Na Rys. 3 przedstawiono rozkład temperatury gorącego i zimnego czynnika na całej długości przeciwprądowego wymiennika ciepła.



Rysunek 3. Schemat helikalnego wymiennika ciepła typu rura w rurze w układzie przeciwprądowym.

Temperatury gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika wyznaczono z wykorzystaniem metody P–NTU.

$$P_h = \frac{\dot{Q}_h}{\dot{Q}_{h,\max}} = \frac{\dot{m}_h c_h (T_{h1} - T_{h2})}{\dot{m}_h c_h (T_{h1} - T_{c2})} = \frac{(T_{h1} - T_{h2})}{(T_{h1} - T_{c2})} \tag{1}$$

gdzie, P_h - efektywność wymiennika ciepła wyznaczona dla gorącej wody; $\dot{Q}_h$ - strumień ciepła przekazywany w wymienniku, W; $\dot{Q}_{h,\max}$ -maksymalny możliwy strumień ciepła przekazywany w wymienniku, W; $\dot{m}_h$ - strumień masowy gorącej wody, kg/s; c_h - ciepło właściwe gorącej wody, J/(kgK); T_{h1}, T_{h2} - temperatura gorącego czynnika odpowiednio na wlocie i wylocie z wymiennika, °C; T_{c2}, T_{c1} - temperatura zimnego czynnika odpowiednio na wlocie i wylocie z wymiennika, °C.

Dla przeciwprądowego wymiennika ciepła efektywność P_h można wyrazić za pomocą następującej zależności

$$P_h = \frac{1-\exp\left[-U_A A(\frac{1}{\dot{m}_h c_h}-\frac{1}{\dot{m}_c c_c})\right]}{1-\frac{\dot{m}_h c_h}{\dot{m}_c c_c}\exp\left[-U_A A(\frac{1}{\dot{m}_h c_h}-\frac{1}{\dot{m}_c c_c})\right]} = \frac{1-\exp\left[-\left(NTU_h - NTU_c\right)\right]}{1-\frac{NTU_c}{NTU_h}\exp\left[-\left(NTU_h - NTU_c\right)\right]} \tag{2}$$

gdzie, U_A - całkowity współczynnik przenikania ciepła odniesiony do powierzchni A, m^2; NTU_c, NTU_h - liczba jednostek przenikania ciepła odpowiednio dla zimnej i gorącej wody; $\dot{m}_c$ - strumień masowy zimnej wody, kg/s; c_c - ciepło właściwe zimnej wody, J/(kgK)

Liczbę jednostek przenikania ciepła dla strumieni zimnej i gorącej wody definiuje się za pomocą następującej zależności

$$NTU_c = \frac{U_A A}{\dot{m}_c c_c} \qquad NTU_h = \frac{U_A A}{\dot{m}_h c_h} \tag{3}$$

Po wyznaczeniu efektywności na podstawie równania (2), temperature gorącej wody na wylocie z wymiennika można obliczyć z równania (1):

$$T_{h2} = T_{h1} - P_h(T_{h1} - T_{c2}) \tag{4}$$

Po podstawieniu równania (2) do równania (3) otrzymuje się następującą zależność:

$$\begin{aligned} T_{h2} &= T_{h1} - \frac{(T_{h1}-T_{c2})\left\{1-\exp\left[-U_A A(\frac{1}{\dot{m}_h c_h}-\frac{1}{\dot{m}_c c_c})\right]\right\}}{1-\frac{\dot{m}_h c_h}{\dot{m}_c c_c}\exp\left[-U_A A(\frac{1}{\dot{m}_h c_h}-\frac{1}{\dot{m}_c c_c})\right]} \\ &= T_{h1} - \frac{(T_{h1}-T_{c2})\left\{1-\exp\left[-\left(NTU_h - NTU_c\right)\right]\right\}}{1-\frac{NTU_c}{NTU_h}\exp\left[-\left(NTU_h - NTU_c\right)\right]} \end{aligned} \tag{5}$$

Strumień ciepła oddawany przez gorącą wodę $\dot{Q}_h$ jest równy strumieniowi ciepła pobieranemu przez zimną wodę $\dot{Q}_c$

$$\dot{m}_h c_h\left(T_{h1} - T_{h2}\right) = \dot{m}_c c_c\left(T_{c1} - T_{c2}\right) \tag{6}$$

Po przekształceniu równania (4) otrzymuje się następującą postać

$$T_{h1} - T_{h2} = P_h\,(T_{h1} - T_{c2}) \tag{7}$$

$$T_{c1} - T_{c2} = P_c\,(T_{h1} - T_{c2}) \tag{8}$$

gdzie, P_c - efektywność wymiennika ciepła wyznaczona dla zimnej wody.

Po podstawieniu równań (7) i (8) do równania (6) otrzymuje się następującą zależność

$$\dot{m}_h c_h P_h\left(T_{h1} - T_{c2}\right) = \dot{m}_c c_c P_c\left(T_{h1} - T_{c2}\right) \tag{9}$$

$$\frac{\dot{m}_h c_h}{\dot{m}_c c_c} = \frac{P_c}{P_h} \tag{10}$$

Po wykonaniu prostych przekształceń równanie (10) można zapisać w następującej postaci

$$P_c = \frac{\dot{m}_h c_h}{\dot{m}_c c_c} P_h = \frac{NTU_c}{NTU_h} P_h \tag{11}$$

Wyrażenie określające temperaturę zimnej wody na wylocie T_{c1}, otrzymane z równania (6), ma następującą postać

$$T_{c1} = T_{c2} + \frac{\dot{m}_h c_h}{\dot{m}_c c_c}\left(T_{h1} - T_{h2}\right) = T_{c2} + \frac{NTU_c}{NTU_h}\left(T_{h1} - T_{h2}\right) \tag{12}$$

Temperatura wody zimnej T_{c1} może być wyznaczana również z równania (8)

$$T_{c1} = T_{c2} + P_c\,(T_{h1} - T_{c2}) \tag{13}$$

Metoda P–NTU jest szczególnie przydatna do wyznaczania temperatur wylotowych zarówno po stronie gorącego, jak i zimnego czynnika w wymiennikach ciepła o złożonych układach przepływu. Dla szerokiego zakresu konfiguracji wymienników ciepła zależności niezbędne do określenia parametrów przepływu strumienia gorącego i zimnego są dostępne w literaturze [14]. Właściwości termofizyczne wody dla obu strumieni wyznaczano dla średniej arytmetycznej temperatury na wlocie i wylocie.

Nieznane współczynniki oraz wykładniki potęgowe występujące w korelacjach wymiany ciepła po stronie gorącej i zimnej wody wyznaczono jednocześnie na podstawie danych eksperymentalnych zestawionych w tabeli 1.

3. Identyfikacja parametrów korelacji liczby Nusselta dla obu strumieni

Całkowity współczynnik przenikania ciepła, odniesiony do zewnętrznej powierzchni rury wewnętrznej, wyznaczono z następującej zależności

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_c} + \frac{r_{out}}{k_t}\ln\left(\frac{r_{out}}{r_{in}}\right) + \frac{r_{out}}{r_{in}}\frac{1}{h_h} \tag{14}$$

Równanie (14) ma zastosowanie we wszystkich zakresach przepływu, tj. laminarnym, przejściowym i turbulentnym.

W dalszej części przedstawiono korelacje wykorzystywane do wyznaczania liczby Nusselta zarówno na wewnętrznej powierzchni rury wewnętrznej, jak i w przestrzeni pierścieniowej utworzonej pomiędzy zewnętrzną powierzchnią rury wewnętrznej a wewnętrzną powierzchnią rury zewnętrznej.

Na podstawie kilkudziesięciu serii pomiarów eksperymentalnych zidentyfikowano nieznane współczynniki występujące w korelacjach liczby Nusselta, oddzielnie dla strumienia gorącej wody przepływającej przez rurę wewnętrzną oraz strumienia zimnej wody przepływającej przez kanał pierścieniowy.

W przedstawionej metodzie wyznaczono nieznane parametry korelacji liczby Nusselta dla strony gorącej i zimnej wody.

W pierwszej kolejności określa się liczbę *n* parametrów podlegających wyznaczeniu w korelacjach liczby Nusselta dla gorącej i zimnej wody. W rozpatrywanym przypadku całkowita liczba nieznanych parametrów w obu korelacjach wynosi $n = n_h + n_c$, gdzie symbol n_h oznacza liczbę nieznanych parametrów w korelacji liczby Nusselta dla gorącej wody, natomiast n_c – dla zimnej wody. Całkowita liczba nieznanych parametrów wynosi *n* = 4 lub *n* = 5.

Parametry te zidentyfikowano poprzez minimalizację sumy kwadratów różnic pomiędzy obliczonymi numerycznie a zmierzonymi eksperymentalnie temperaturami gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika.

$$S = \sum_{i=1}^{m}\left[\left(T_{h2,i}^{cal} - T_{h2,i}^{meas}\right)^2 + \left(T_{c1,i}^{cal} - T_{c1,i}^{meas}\right)^2\right] \to \min \tag{15}$$

W równaniu (15) zastosowano następujące oznaczenia:

m - całkowita liczba serii pomiarowych, $T_{h2,i}^{cal}$ i $T_{c1,i}^{cal}$ - obliczone temperatury gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika dla *i*-tej serii pomiarowej, $T_{h2,i}^{meas}$ i $T_{c1,i}^{meas}$ - zmierzone temperatury gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika dla *i*-tej serii pomiarowej.

Temperatury $T_{h2,i}^{cal}$ i $T_{c1,i}^{cal}$ zależą od wartości nieznanych parametrów. W kolejnym etapie przyjęto odpowiednie postacie funkcyjne korelacji wymiany ciepła służących do wyznaczania liczb Nusselta Nu_c i Nu_h odpowiednio po stronie zimnej i gorącej wody. Korelacje te zawierają $n \le m$ nieznanych współczynników $x_i \quad i = 1, \ldots, n$.

Wartości współczynników $x_1, x_2, \ldots, x_n$ wyznaczono metodą najmniejszych kwadratów, minimalizując sumę określoną równaniem (15). Estymację parametrów $x_1, \ldots, x_n$ przeprowadzono z wykorzystaniem algorytmu Levenberga–Marquardta [15–17], łączącego zalety metody najszybszego spadku oraz metody Gaussa–Newtona.

W początkowej fazie procedury iteracyjnej, gdy oszacowania parametrów są jeszcze znacznie oddalone od rozwiązania optymalnego odpowiadającego minimum funkcji celu *S*, algorytm działa w sposób zbliżony do metody najszybszego spadku. W miarę postępu iteracji i zbliżania się rozwiązania do minimum funkcji *S* procedura stopniowo przechodzi w metodę Gaussa–Newtona. Chociaż metoda Gaussa–Newtona charakteryzuje się wolniejszą zbieżnością w początkowej fazie obliczeń, umożliwia uzyskanie dużej dokładności końcowego oszacowania parametrów.

Parametry $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \ldots, x_n)^T$ wyznaczano iteracyjnie metodą Levenberga–Marquardta [15–17].

$$\mathbf{x}^{(k+1)} = \mathbf{x}^{(k)} + \boldsymbol{\delta}^{(k)}, \; k = 1, \ldots \tag{16}$$

gdzie

$$\boldsymbol{\delta}^{(k)} = \left[\left(\mathbf{J}^{(k)} \right)^T \mathbf{J}^{(k)} + \mu^{(k)} \mathbf{I}_n \right]^{-1} \left(\mathbf{J}^{(k)} \right)^T \left\{ \left(\mathbf{T}_2 \right)^{meas} - \left[\mathbf{T}_2 \left(\mathbf{x}^{(k)} \right) \right]^{cal} \right\} \tag{17}$$

Indeks górny (k) oznacza numer iteracji, natomiast $\mu^{(k)}$ współczynnik wagowy.

Wektory zawierające zmierzone temperatury $\left(\mathbf{T}_2 \right)^{meas}$ oraz odpowiadające im obliczone wartości temperatur gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika $\left(\mathbf{T}_2 \right)^{cal}$ mają następującą postać:

$$\left(\mathbf{T}_2 \right)^{meas} = \left[\left(T_{h2,1} \right)^{meas}, \left(T_{h2,2} \right)^{meas}, \ldots, \left(T_{h2,m} \right)^{meas}, \left(T_{c1,1} \right)^{meas}, \left(T_{c1,2} \right)^{meas}, \ldots, \left(T_{c1,m} \right)^{meas} \right]^T \tag{18}$$

$$\left(\mathbf{T}_2 \right)^{cal} = \left[\left(T_{h2,1} \right)^{cal}, \left(T_{h2,2} \right)^{cal}, \ldots, \left(T_{h2,m} \right)^{cal}, \left(T_{c1,1} \right)^{cal}, \left(T_{c1,2} \right)^{cal}, \ldots, \left(T_{c1,m} \right)^{cal} \right]^T \tag{19}$$

Macierz Jacobiego **J** ma następującą postać

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \dfrac{\partial T_{h2,1}^{cal}}{\partial x_{1,h}} & \dfrac{\partial T_{h2,1}^{cal}}{\partial x_{2,h}} & \cdots & \dfrac{\partial T_{h2,1}^{cal}}{\partial x_{n,h}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dfrac{\partial T_{h2,m}^{cal}}{\partial x_{1,h}} & \dfrac{\partial T_{h2,m}^{cal}}{\partial x_{2,h}} & \cdots & \dfrac{\partial T_{h2,m}^{cal}}{\partial x_{n,h}} \\ \dfrac{\partial T_{c1,1}^{cal}}{\partial x_{1,c}} & \dfrac{\partial T_{c1,1}^{cal}}{\partial x_{2,c}} & \cdots & \dfrac{\partial T_{c1,1}^{cal}}{\partial x_{n,c}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dfrac{\partial T_{c1,m}^{cal}}{\partial x_{1,c}} & \dfrac{\partial T_{c1,m}^{cal}}{\partial x_{2,c}} & \cdots & \dfrac{\partial T_{c1,m}^{cal}}{\partial x_{n,c}} \end{bmatrix}_{2m \times n} \tag{20}$$

wyznaczono metodą różnic skończonych.

Symbol $\mathbf{I}_n$ oznacza macierz jednostkową o wymiarach $n \times n$, natomiast $\mu^{(k)}$ – współczynnik tłumienia (wagowy), którego wartość jest aktualizowana zgodnie z algorytmem Levenberga–Marquardta [15–17]. Indeks górny *T* oznacza transpozycję macierzy. Po wykonaniu kilku iteracji procedura osiąga

zbieżność. Metoda Levenberga–Marquardta charakteryzuje się szybką zbieżnością, dzięki czemu oszacowane wartości parametrów uzyskuje się zazwyczaj po kilku lub kilkunastu iteracjach.
W kolejnym rozdziale przedstawiono sposób opracowania korelacji wymiany ciepła służących do wyznaczania liczby Nusselta po stronie gorącej wody, przepływającej wewnątrz rury wewnętrznej.

4. Korelacje liczby Nusselta dla przepływu gorącej wody w rurze wewnętrznej

Dla przepływu laminarnego w rurze wewnętrznej liczbę Nusselta na jej wewnętrznej powierzchni wyznaczano z wykorzystaniem korelacji dostępnych w literaturze. Współczynniki korelacji dla gorącej wody zidentyfikowano dla warunków przepływu turbulentnego, tj. gdy liczba Reynoldsa Re_h przekraczała wartość krytyczną $\mathrm{Re}_{h,cr}$, odpowiadającą przejściu przepływu w zakres turbulentny.

4.1. Korelacja liczby Nusselta dla przepływu laminarnego w rurze wewnętrznej.

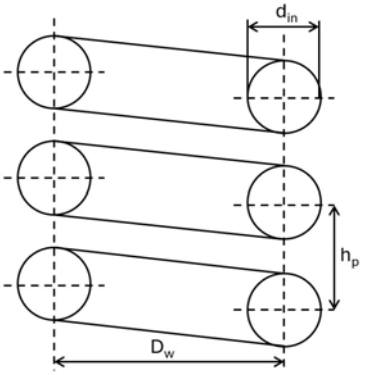
Korzystając ze wzoru Schmidta [18], wyznaczono krytyczną liczbę Reynoldsa $\mathrm{Re}_{h,cr}$, powyżej której przepływ ma charakter turbulentny.

$$\mathrm{Re}_{h,cr} = 2300\left[1+8.6\left(\frac{d_{in}}{D}\right)^{0.45}\right] \tag{21}$$

gdzie (Rys.4)

$$D = D_w\left[1+\left(\frac{h_p}{\pi D_w}\right)^2\right] \tag{22}$$

W równaniach (21)–(22) zastosowano następujące oznaczenia: D – zastępcza średnica helisy, D_w – średnia średnica helisy, h_p – skok helisy, d_{in} – średnica wewnętrzna rury wewnętrznej.



Rysunek 4. Układ geometryczny rury wewnętrznej w koncentrycznym (typu „rura w rurze”) spiralnym wymienniku ciepła, wraz z kluczowymi parametrami konstrukcyjnymi.

Dla przepływu laminarnego współczynnik tarcia ξ_h wyznacza się na podstawie następującej zależności [19]:

$$\xi_h = \frac{64}{\mathrm{Re}_h}\left[1+0.033\left(\log\left(\mathrm{Re}_h\sqrt{\frac{d_{in}}{D}}\right)\right)^{4.0}\right], \quad 1 \le \mathrm{Re}_h\sqrt{\frac{d_{in}}{D}} \le \mathrm{Re}_{h,cr}\sqrt{\frac{d_{in}}{D}} \tag{23}$$

gdzie, Re_h liczba Reynoldsa $\mathrm{Re}_h = w_h d_{in} / \nu_h = \rho_h w_h d_{in} / \mu_h$, w_h - prędkość przepływu płynu, ρ_h - gęstość płynu, ν_h - lepkość kinematyczna płynu, μ_h - lepkość dynamiczna płynu.

Korelację liczby Nusselta $Nu_h = h_h d_{in} / k$ dla przepływu laminarnego w przeciwprądowym wymienniku ciepła można zapisać w następującej postaci [20]:

$$Nu_h = Nu_{h,lam} + 0.08\left[1 + 0.8\left(\frac{d_{in}}{D}\right)^{0.9}\right]\mathrm{Re}_h^m \,\mathrm{Pr}_h^{1/3}\left(\frac{\mathrm{Pr}_h}{\mathrm{Pr}_w}\right)^{0.14},\ 1 \le \mathrm{Re}_h\sqrt{\frac{d_{in}}{D}} \le \mathrm{Re}_{h,cr}\sqrt{\frac{d_{in}}{D}} \tag{24}$$

gdzie stałą *m* definiuje się

$$m = 0.5 + 0.2903\left(\frac{d_{in}}{D}\right)^{0.194} \tag{25}$$

Symbol $Nu_{h,lam}$ oznacza liczbę Nusselta dla w pełni rozwiniętego hydrodynamicznie i cieplnie przepływu w rurze prostej. Dla przepływu laminarnego w rurze wewnętrznej, przy stałej temperaturze ścianki, liczba Nusselta wynosi $Nu_{h,lam} = 3.66$. Współczynnik przejmowania ciepła h_h dla przepływu laminarnego wyznaczano z następującej zależności: $h_h = k\,Nu_h / d_{in}$.

W kolejnym podrozdziale (4.2) przedstawiono metodykę opracowania, na podstawie danych eksperymentalnych, korelacji liczby Nusselta dla przepływu turbulentnego.

4.2. Korelacja liczby Nusselta dla przepływu turbulentnego w rurze wewnętrznej

Korelacje wymiany ciepła dla turbulentnego przepływu gorącej wody opracowano na podstawie danych eksperymentalnych przedstawionych w tabeli 1.

W pierwszej kolejności należy określić postać funkcyjną korelacji służącej do wyznaczania liczby Nusselta na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni rury wewnętrznej. Dla rur prostych liczbę Nusselta wyznacza się na podstawie następującej zależności ogólnej [21]

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8}\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}^{1.008}}{1.08 + 12.49\sqrt{\frac{\xi}{8}}\left(\mathrm{Pr}^{2/3} - 1\right)},\quad \mathrm{Re} \ge 3.0 \cdot 10^3 \tag{26}$$

gdzie współczynnik tarcia Darcy'ego–Weisbacha ξ definiuje się następująco [22]

$$\xi = \frac{1}{\left[1.2776\ \log(\mathrm{Re}) - 0.406\right]^{2.246}},\quad 3 \cdot 10^3 \le \mathrm{Re} \le 10^7 \tag{27}$$

Korelacja (26) nie może być bezpośrednio zastosowana do rury zwiniętej helikalnie ze względu na złożoną strukturę przepływu występującą w jej przekroju poprzecznym [23]. Ponadto w rurach helikalnych występują większe opory przepływu niż w rurach prostych. Z tego względu współczynnik tarcia dla rury helikalnej wyznacza się z następującej zależności [19]

$$\xi_w = \frac{0.3164}{\mathrm{Re}^{0.25}} + 0.03\left(\frac{d_{in}}{D}\right)^{0.5} \tag{28}$$

Z analizy równania (28) wynika, że współczynnik tarcia składa się z dwóch członów: pierwszego, odpowiadającego przepływowi w rurze o gładkich ściankach i wyznaczanego z korelacji Blasiusa [24], oraz drugiego, uwzględniającego wpływ helikalnego kształtu rury na przepływ.

Liczbę Nusselta, wyrażoną jako funkcję liczb Reynoldsa i Prandtla, wyznaczano z wykorzystaniem dwóch odrębnych korelacji, w których współczynnik tarcia określano na podstawie równania (28). Na podstawie danych eksperymentalnych przedstawionych w tabeli 1 otrzymano następujące zależności służące do wyznaczania liczby Nusselta:

- Pierwsza korelacja przyjęta dla wody gorącej

$$Nu_{h,1} = \frac{\frac{\xi_h}{8}\mathrm{Re}_h\,\mathrm{Pr}_h^{1.008}\left[1+\left(\frac{2r_{in}}{L}\right)^{2/3}\right]}{x_{1,h}+x_{2,h}\sqrt{\frac{\xi_h}{8}}\left(\mathrm{Pr}_h^{2/3}-1\right)} \tag{29}$$

$$8363 \le \mathrm{Re}_h \le 31100 \quad 2.9 \le \mathrm{Pr}_h \le 5.9$$

Dla analizowanego wymiennika ciepła dolną granicę zakresu stosowalności równania (29) wyznacza krytyczna wartość liczby Reynoldsa $\mathrm{Re}_{cr} = 8363$.

Na podstawie kryterium minimalizacji sumy kwadratów równanie (15) wyznaczono następujące wartości parametrów

$$x_{1,h} = 1.0907 \qquad x_{2,h} = 15.0000 \tag{30}$$

Minimalna wartość sumy kwadratów wynosi $S_{\min} = 35.35\mathrm{K}^2$, oraz błąd średniokwadratowy

$$s = \sqrt{S_{\min}/(m-n)} = \sqrt{35.35/(92-5)} = 0.637\mathrm{K}$$

95 % przedziały ufności dla oszacowanych parametrów, wyznaczone metodą propagacji wariancji Gaussa [14], przedstawiono poniżej

$$1.0855 \le x_{1,h} \le 1.0959 \quad 14.9998 \le x_{2,h} \le 15.0002 \tag{31}$$

- Druga korelacja przyjęta dla wody gorącej

$$Nu_{h,2} = \frac{x_1\frac{\xi_h}{8}\mathrm{Re}_h\,\mathrm{Pr}_h^{x_2}\left[1+\left(\frac{2r_{in}}{L}\right)^{2/3}\right]}{0.85+x_4\sqrt{\frac{\xi_h}{8}}\left(\mathrm{Pr}_h^{2/3}-1\right)} \tag{32}$$

$$8363 \le \mathrm{Re}_h \le 31100 \quad 2.9 \le \mathrm{Pr}_h \le 5.9$$

Na podstawie kryterium minimalizacji sumy kwadratów równanie (15) wyznaczono następujące wartości parametrów

$$x_1 = 0.9697 \quad x_2 = 0.8543 \quad x_4 = 6.5594 \tag{33}$$

Minimalna wartość sumy kwadratów wynosi $S_{\min} = 66.11\mathrm{K}^2$, oraz błąd średniokwadratowy

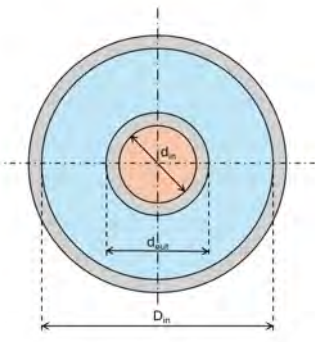
$$s = \sqrt{S_{\min}/(m-n)} = \sqrt{66.11/(92-4)} = 0.867\mathrm{K}$$

95 % przedziały ufności dla oszacowanych parametrów, wyznaczone metodą propagacji wariancji Gaussa [14], przedstawiono poniżej

$$0.9607 \le x_1 \le 0.9787 \quad 0.8363 \le x_2 \le 0.8723$$
$$6.2806 \le x_4 \le 6.8382 \tag{34}$$

W kolejnym podrozdziale przedstawiono korelacje liczby Nusselta dla przepływu zimnej wody w kanale pierścieniowym.

4.3. Korelacja liczby Nusselta dla przepływu turbulentnego w kanale pierścieniowym



Rysunek 5. Przekrój poprzeczny helikalnego wymiennika ciepła typu rura w rurze.

Korelacje służące do wyznaczania liczby Nusselta przyjęto w postaci analogicznej do równania (26), stosowanego dla przepływu w rurze prostej. Współczynnik tarcia dla przepływu zimnej wody ξ_c wyznaczano z wykorzystaniem korelacji zaproponowanej przez Xina i in. [25]:

$$\xi_c = 0.02985 + 75.89\left[0.5 - \frac{1}{\pi} arctan\left(\frac{De - 39.88}{77.56}\right)\right] / \left(\frac{D_w}{d_{hc}}\right)^{1.45} \tag{35}$$

gdzie liczbę Reynoldsa i liczbę Deana definiuje się następująco

$$\mathrm{Re}_c = w_c d_{hc} / \nu_c = \rho_c w_c d_{hc} / \mu_c, \quad De_c = \mathrm{Re}\left(\frac{d_{hc}}{D_w}\right)^{0.5} \tag{36}$$

Symbole występujące w równaniu (36) oznaczają: w_c – prędkość przepływu płynu, ρ_c – gęstość płynu, ν_c – lepkość kinematyczną płynu, μ_c – lepkość dynamiczną płynu. Zastępczą średnicę hydrauliczną d_{hc} wyznacza się z następującej zależności:

$$d_{hc} = \frac{4A_c}{P_c} = \frac{4\pi\left(D_{in}^2 - d_{out}^2\right)}{4\pi\left(D_{in} + d_{out}\right)} = D_{in} - d_{out} \tag{37}$$

gdzie, A_c - pole przekroju poprzecznego kanału pierścieniowego, P_c - obwód zwilżony kanału pierścieniowego.

Liczbę Nusselta po stronie zimnej wody wyznaczano z wykorzystaniem dwóch alternatywnych korelacji:

- <u>Pierwsza korelacja przyjęta dla wody zimnej</u>

$$Nu_{c,1} = x_{5,c} + \frac{\frac{\xi_c}{8}\mathrm{Re}_c\,\mathrm{Pr}_c^{1.008}\left[1 + \left(\frac{d_{ha}}{L}\right)^{2/3}\right]}{x_{3,c} + x_{4,c}\sqrt{\frac{\xi_c}{8}}\left(\mathrm{Pr}_c^{2/3} - 1\right)} \tag{38}$$

$$1114 \le \mathrm{Re}_c \le 3810 \quad 4.5 \le \mathrm{Pr}_c \le 8.8$$

Using the minimum sum-of-squares criterion (Eq. 15), the following parameter values were determined:

$$x_{3,c} = 0.7267 \quad x_{4,c} = 3.0000 \quad x_{5,c} = 0.4828 \tag{39}$$

Minimalna wartość sumy kwadratów wynosi $S_{\min} = 35.35\text{K}^2$, oraz błąd średniokwadratowy

$$s = \sqrt{S_{\min}/(m-n)} = \sqrt{35.35/(92-5)} = 0.637\text{K}$$

95 % przedziały ufności dla oszacowanych parametrów, wyznaczone metodą propagacji wariancji Gaussa [14], przedstawiono poniżej

$$0.7208 \le x_{3,c} \le 0.7326 \quad 2.9994 \le x_{4,c} \le 3.0006 \quad 0.4826 \le x_{5,c} \le 0.483 \tag{40}$$

- Druga korelacja przyjęta dla wody zimnej

$$Nu_{c,2} = \frac{x_1 \frac{\xi_h}{8} \mathrm{Re}_c \, \mathrm{Pr}_c^{x_3} \left[1 + \left(\frac{2r_{in}}{L}\right)^{2/3}\right]}{0.85 + x_4 \sqrt{\frac{\xi_h}{8}} \left(\mathrm{Pr}_c^{2/3} - 1\right)} \tag{41}$$

$$1114 \le \mathrm{Re}_c \le 3810 \quad 4.5 \le \mathrm{Pr}_c \le 8.8$$

Na podstawie kryterium minimalizacji sumy kwadratów równanie (15) wyznaczono następujące wartości parametrów

$$x_1 = 0.9697 \quad x_3 = 1.0324 \quad x_4 = 6.5594 \tag{42}$$

Minimalna wartość sumy kwadratów wynosi $S_{\min} = 66.11\text{K}^2$, oraz błąd średniokwadratowy

$$s = \sqrt{S_{\min}/(m-n)} = \sqrt{66.11/(92-4)} = 0.867\text{K}$$

95 % przedziały ufności dla oszacowanych parametrów, wyznaczone metodą propagacji wariancji Gaussa [14], przedstawiono poniżej

$$0.9607 \le x_1 \le 0.9787 \quad 1.0228 \le x_3 \le 1.042$$
$$6.2806 \le x_4 \le 6.8382 \tag{43}$$

5. Dyskusja wyników

Analiza wyników przedstawionych w tabeli 2 wskazuje na bardzo dobrą zgodność obliczonych i zmierzonych eksperymentalnie temperatur wylotowych zarówno gorącej, jak i zimnej wody. Niewielka minimalna wartość sumy kwadratów, wynosząca 35,35 K², pomimo dużej liczby serii pomiarowych, świadczy o wysokiej dokładności opracowanych korelacji liczby Nusselta dla obu stron wymiennika ciepła. Maksymalne bezwzględne odchylenie względne nie przekracza kilku procent zarówno dla zimnej, jak i gorącej wody, co potwierdza dobrą zgodność wartości obliczonych z wynikami pomiarów eksperymentalnych.

Tabela 2. Obliczone i zmierzone temperatury gorącej i zimnej wody na wylocie z wymiennika ciepła wraz z odchyleniami względnymi pomiędzy wartościami obliczonymi i eksperymentalnymi.

i	T_{c1}^{cal} ,°C	T_{c1}^{meas} ,°C	T_{h2}^{cal} ,°C	T_{h2}^{meas} ,°C	ε_{T_c} ,%	ε_{T_h} ,%
1	64.54	64.4	49.93	50.3	-0.22	0.74
2	61.18	61.0	45.75	45.3	-0.30	-0.99
3	62.55	62.1	47.56	47.1	-0.72	-0.98
4	59.57	59.1	43.80	43.5	-0.80	-0.69
5	57.66	57.2	41.59	41.5	-0.80	-0.22
6	54.98	54.8	38.70	38.9	-0.33	0.51
7	52.17	51.9	35.94	36.3	-0.52	0.99
8	48.48	48.4	32.66	33.5	-0.17	2.51
9	44.09	44.1	29.30	30.6	0.02	4.25
10	21.25	21.2	18.51	18.5	-0.24	-0.05

i	T_{c1}^{cal},°C	T_{c1}^{meas},°C	T_{h2}^{cal},°C	T_{h2}^{meas},°C	ε_{T_c},%	ε_{T_h},%
11	21.55	21.4	18.51	18.6	-0.70	0.48
12	21.40	21.3	18.24	18.7	-0.47	2.46
13	19.67	20.3	19.12	18.3	3.10	-4.48
14	27.11	27.5	21.97	21.8	1.42	-0.78
15	23.44	23.4	19.22	19.6	-0.17	1.94
16	21.57	22.5	20.05	19.3	4.13	-3.89
17	19.71	19.8	15.97	16.8	0.45	4.94
18	31.53	32.1	24.54	24.4	1.78	-0.57
19	28.34	28.6	22.21	22.2	0.91	-0.05
20	27.21	27.0	20.99	21.3	-0.78	1.46
21	36.22	36.8	27.54	27.2	1.58	-1.25
22	32.85	32.9	24.80	24.5	0.15	-1.22
23	31.68	31.7	23.37	23.5	0.06	0.55
24	29.49	30.4	23.52	22.5	2.99	-4.53
25	28.35	28.8	21.13	21.2	1.56	0.33
26	49.81	50.5	36.71	36.1	1.37	-1.69
27	42.52	42.2	29.65	29.2	-0.76	-1.54
28	41.00	40.5	26.87	27.0	-1.23	0.48
29	30.76	30.4	17.59	18.5	-1.18	4.92
30	44.12	41.9	18.83	21.4	-5.30	12.01
31	28.64	28.7	22.70	22.5	0.21	-0.89
32	26.22	26.3	20.84	21.1	0.30	1.23
33	28.60	28.6	21.92	22.1	0.00	0.81
34	33.23	33.2	24.51	24.4	-0.09	-0.45
35	25.81	25.7	20.06	20.9	-0.43	4.02
36	27.75	27.7	20.90	21.5	-0.18	2.79
37	33.31	33.1	23.64	23.8	-0.63	0.67
38	44.33	43.9	30.10	29.9	-0.98	-0.67
39	23.17	23.8	19.46	19.6	2.65	0.71
40	26.23	26.5	20.76	20.6	1.02	-0.78
41	32.03	33.1	22.96	22.8	3.23	-0.70
42	42.21	42.9	27.64	27.1	1.61	-1.99
43	20.27	20.6	14.35	15.7	1.60	8.60
44	21.92	22.2	14.79	16.0	1.26	7.56
45	29.12	29.4	16.88	18.1	0.95	6.74
46	38.08	37.5	20.03	21.2	-1.55	5.52

Odchylenia względne ε_{T_c} i ε_{T_h} pomiędzy zmierzonymi a obliczonymi temperaturami, przedstawionymi w tabeli 2, wyznaczono z następujących zależności

$$\varepsilon_{T_c} = 100\frac{T_{c1,i}^{meas} - T_{c1,i}^{cal}}{T_{c1,i}^{meas}} \qquad \varepsilon_{T_h} = 100\frac{T_{h2,i}^{meas} - T_{h2,i}^{cal}}{T_{h2,i}^{meas}} \tag{44}$$

Analiza danych przedstawionych w tabeli 2 wskazuje na bardzo dobrą zgodność obliczonych i zmierzonych eksperymentalnie temperatur wylotowych zimnej i gorącej wody. Zaobserwowane odchylenia względne pomiędzy wartościami obliczonymi i eksperymentalnymi są niewielkie, co potwierdza dokładność zastosowanego modelu obliczeniowego wymiennika ciepła. Maksymalne odchylenie względne nie przekracza kilku procent zarówno dla zimnej, jak i gorącej wody. W większości punktów pomiarowych wartości obliczone i zmierzone są do siebie bardzo zbliżone, a występujące różnice mają charakter losowy i nie wykazują wyraźnej tendencji systematycznej.

Tabela 3. Zmierzony i obliczony strumień ciepła przekazywany od gorącej do zimnej wody wraz z odchyleniami względnymi pomiędzy średnimi wartościami eksperymentalnymi i obliczonymi.

i	$\dot{Q}_c^{meas}$, W	$\dot{Q}_h^{meas}$, W	$\dot{Q}_m^{meas}$, W	$\dot{Q}_m^{cal}$, W	ε_c^{meas}, %	$\varepsilon_{m,i}^{\dot{Q}}$, %
1	19189.18	18875.89	19032.54	19222.70	0.82	-1.00
2	18015.79	18424.45	18220.12	18065.34	-1.12	0.85
3	18442.82	18985.74	18714.28	18589.32	-1.45	0.67
4	17376.08	17749.31	17562.70	17531.98	-1.06	0.17
5	16736.50	16953.07	16844.78	16889.77	-0.64	-0.27
6	15919.32	15861.59	15890.46	15973.77	0.18	-0.52
7	14853.05	14770.54	14811.79	14941.00	0.28	-0.87
8	13645.48	13334.54	13490.01	13668.28	1.15	-1.32
9	12082.47	11653.14	11867.81	12075.43	1.81	-1.75
10	12366.28	12415.21	12390.75	12405.89	-0.20	-0.12
11	12768.39	12836.78	12802.58	12890.05	-0.27	-0.68
12	12768.79	12601.99	12685.39	12843.24	0.66	-1.24
13	12047.49	11867.89	11957.69	11539.02	0.75	3.50
14	15508.26	15361.80	15435.03	15232.64	0.47	1.31
15	12497.25	12329.44	12413.34	12524.74	0.68	-0.90
16	11939.94	11586.27	11763.10	11284.79	1.50	4.07
17	9887.38	9668.18	9777.78	9826.33	1.12	-0.50
18	15288.12	15060.39	15174.25	14956.12	0.75	1.44
19	13046.91	12900.77	12973.84	12892.74	0.56	0.63
20	12190.19	12159.75	12174.97	12307.09	0.13	-1.09
21	14534.61	14514.25	14524.43	14258.45	0.07	1.83
22	12667.42	12827.06	12747.24	12639.84	-0.63	0.84
23	12107.32	12030.96	12069.14	12094.43	0.32	-0.21
24	11453.55	11398.19	11425.87	11024.77	0.24	3.51
25	10659.70	10432.44	10546.07	10446.37	1.08	0.95
26	14859.35	15053.75	14956.55	14619.66	-0.65	2.25
27	11798.93	12116.24	11957.58	11896.13	-1.33	0.51
28	11242.37	11357.41	11299.89	11398.98	-0.51	-0.88
29	7935.72	7925.32	7930.52	8049.90	0.07	-1.51
30	6188.69	6317.72	6253.21	6572.11	-1.03	-5.10
31	12840.52	12952.14	12896.33	12805.63	-0.43	0.70
32	15026.25	14824.95	14925.60	14962.55	0.67	-0.25
33	12791.13	12694.03	12742.58	12788.05	0.38	-0.36
34	12175.37	12249.82	12212.60	12185.71	-0.30	0.22
35	14525.35	14241.83	14383.59	14603.24	0.99	-1.53
36	12762.63	12529.38	12646.01	12787.46	0.92	-1.12
37	11982.41	12002.70	11992.56	12069.74	-0.08	-0.64
38	10950.89	11157.57	11054.23	11067.68	-0.93	-0.12
39	12776.08	12302.87	12539.47	12334.73	1.89	1.63
40	12166.03	12056.06	12111.05	12007.00	0.45	0.86
41	11703.57	11293.86	11498.71	11245.75	1.78	2.20
42	10925.39	10867.77	10896.58	10717.09	0.26	1.65
43	10402.90	9985.50	10194.20	10176.90	2.05	0.17
44	9501.94	9167.35	9334.64	9339.62	1.79	-0.05
45	10049.23	9756.70	9902.96	9928.81	1.48	-0.26
46	8677.97	8664.62	8671.30	8832.23	0.08	-1.86

Na podstawie 46 serii pomiarowych zestawionych w tabeli 3 wyznaczono strumienie ciepła przekazywane od gorącej do zimnej wody, korzystając z następujących zależności:

$$\dot{Q}_{h,i}^{meas} = \dot{m}_{h,i} c_{h,i} (T_{h1,i}^{meas} - T_{h2,i}^{meas}) \quad \dot{Q}_{c,i}^{meas} = \dot{m}_{c,i} c_{c,i} (T_{c1,i}^{meas} - T_{c2,i}^{meas})$$

$$\dot{Q}_{m,i}^{meas} = (\dot{Q}_{c,i}^{meas} + \dot{Q}_{h,i}^{meas}) / 2 \quad i = 1, \ldots, m \tag{45}$$

Odchylenia względne pomiędzy strumieniami ciepła wyznaczonymi po stronie gorącej wody $\dot{Q}_{h,i}^{meas}$ i po stronie zimnej wody $\dot{Q}_{c,i}^{meas}$ a także odpowiadającą im wartość średnią $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$, obliczono z następujących zależności

$$\varepsilon_{c,i}^{\dot{Q}} = 100(\dot{Q}_{c,i}^{meas} - \dot{Q}_{m,i}^{meas}) / \dot{Q}_{m,i}^{meas} \text{ and } \varepsilon_{h,i}^{\dot{Q}} = 100(\dot{Q}_{h,i}^{meas} - \dot{Q}_{m,i}^{meas}) / \dot{Q}_{m,i}^{meas} \quad i = 1, \ldots, m \tag{46}$$

Pomiędzy odchyleniami $\varepsilon_{c,i}^{\dot{Q}}$ i $\varepsilon_{h,i}^{\dot{Q}}$ zachodzi następująca zależność $\varepsilon_{c,i}^{\dot{Q}} = -\varepsilon_{h,i}^{\dot{Q}}$

Strumienie ciepła wyznaczone po stronie gorącej i zimnej wody są sobie równe

$$\dot{Q}_i^{cal} = \dot{m}_{h,i} c_{h,i} (T_{h1,i}^{meas} - T_{h2,i}^{cal}) = \dot{m}_{c,i} c_{c,i} (T_{c1,i}^{meas} - T_{c2,i}^{cal}) \tag{47}$$

Odchylenia pomiędzy średnimi wartościami strumienia ciepła wyznaczonymi eksperymentalnie $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ a wartościami obliczonymi $\dot{Q}_i^{cal}$ określono za pomocą następującej zależności

$$\varepsilon_{m,i}^{\dot{Q}} = 100(\dot{Q}_{m,i}^{meas} - \dot{Q}_{m,i}^{cal}) / \dot{Q}_{m,i}^{meas} \quad i = 1, \ldots, m \tag{48}$$

In equations (44-47) the following notation is used: $\dot{Q}_{c,i}^{meas}$, $\dot{Q}_{h,i}^{meas}$, $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ - cold. hot and average heat flow rates. respectively. calculated for the *i*-th measurement series; $\dot{Q}_i^{cal}$ - heat flow rate for the *i*-th measuring series calculated from the cold or hot water; $\varepsilon_{c,i}^{\dot{Q}}, \varepsilon_{h,i}^{\dot{Q}}$ -the difference between the experimentally determined heat flow rates $\dot{Q}_{c,i}^{meas}$ and $\dot{Q}_{h,i}^{meas}$ and the average value $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ for the *i*-th measurement series; $\varepsilon_{m,i}^{\dot{Q}}$ - the deviation between the measured mean heat flow rates $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ and calculated $\dot{Q}_i^{cal}$.

W równaniach (44)–(47) zastosowano następujące oznaczenia: $\dot{Q}_{c,i}^{meas}$, $\dot{Q}_{h,i}^{meas}$, $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ – odpowiednio strumień ciepła po stronie zimnej wody, po stronie gorącej wody oraz średni strumień ciepła, obliczone dla i-tej serii pomiarowej; $\dot{Q}_i^{cal}$ – strumień ciepła dla *i*-tej serii pomiarowej, wyznaczony po stronie zimnej lub gorącej wody; $\varepsilon_{c,i}^{\dot{Q}}, \varepsilon_{h,i}^{\dot{Q}}$ – odchylenia pomiędzy eksperymentalnie wyznaczonymi strumieniami ciepła $\dot{Q}_{c,i}^{meas}$ i $\dot{Q}_{h,i}^{meas}$ a ich wartością średnią $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ dla *i*-tej serii pomiarowej; $\varepsilon_{m,i}^{\dot{Q}}$ – odchylenie pomiędzy średnim strumieniem ciepła wyznaczonym eksperymentalnie $\dot{Q}_{m,i}^{meas}$ a strumieniem ciepła obliczonym $\dot{Q}_i^{cal}$.

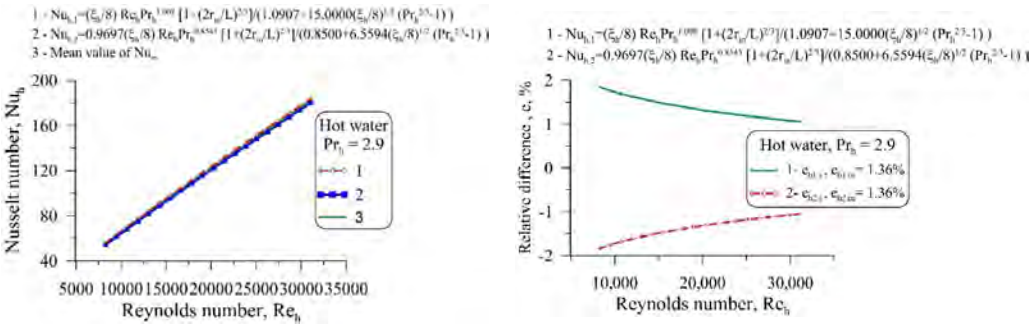
Analiza wyników przedstawionych w tabeli 3 wskazuje na bardzo dobrą zgodność zmierzonych i obliczonych strumieni ciepła zarówno po stronie gorącej, jak i zimnej wody. Dla większości punktów pomiarowych odchylenia pomiędzy średnim strumieniem ciepła a wartościami wyznaczonymi po obu stronach wymiennika nie przekraczają ±2%. Ponadto obliczony strumień ciepła przekazywany od gorącej do zimnej wody wykazuje jedynie niewielkie odchylenia od średniej wartości wyznaczonej eksperymentalnie, przy czym maksymalna różnica wynosi 4,07%.

Na rysunkach 6 i 7 przedstawiono zależność liczby Nusselta od liczby Reynoldsa odpowiednio dla gorącej i zimnej wody. Dodatkowo na rysunkach przedstawiono średnie wartości liczby Nusselta $Nu_m(\mathrm{Re}_i)$, wyznaczone z następującej zależności

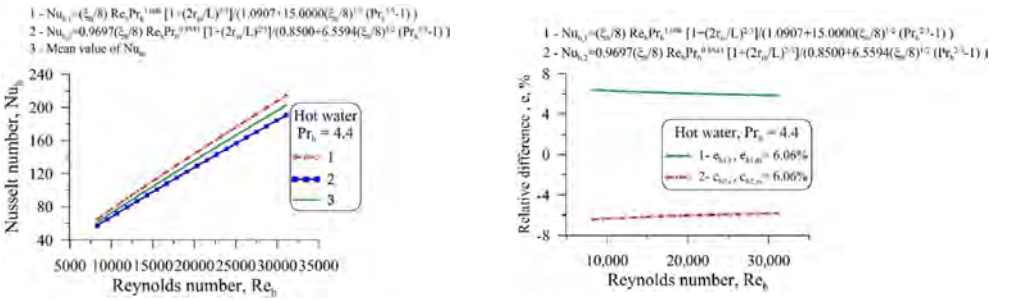
$$Nu_m(\mathrm{Re}_i) = \frac{Nu_1(\mathrm{Re}_i) + Nu_2(\mathrm{Re}_i)}{2} \quad i = 1,\ldots,n_f \tag{49}$$

gdzie $Nu_1(\mathrm{Re}_i)$, $Nu_2(\mathrm{Re}_i)$ $i = 1,\ldots,n_f$ oznaczają liczby Nusselta wyznaczone dla danej wartości liczby Reynoldsa Re_i z wykorzystaniem dwóch różnych korelacji opracowanych na podstawie danych eksperymentalnych.

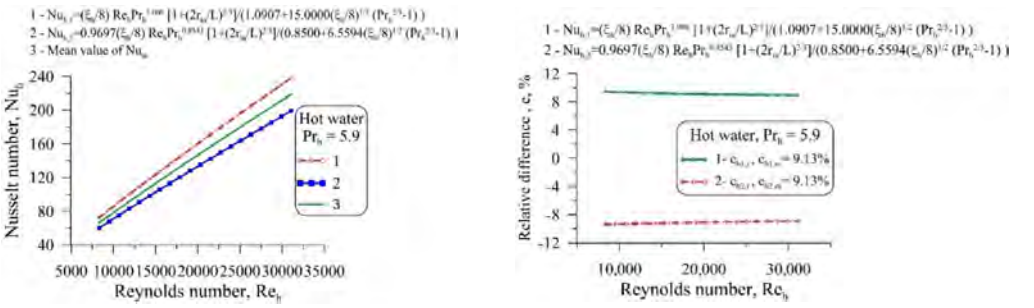
a)



b)

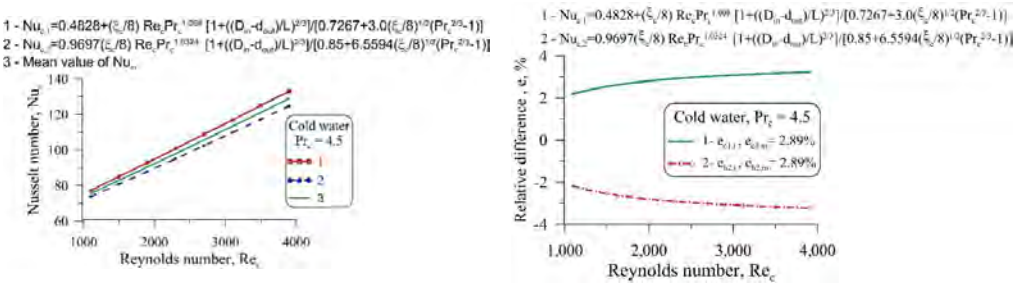


c)

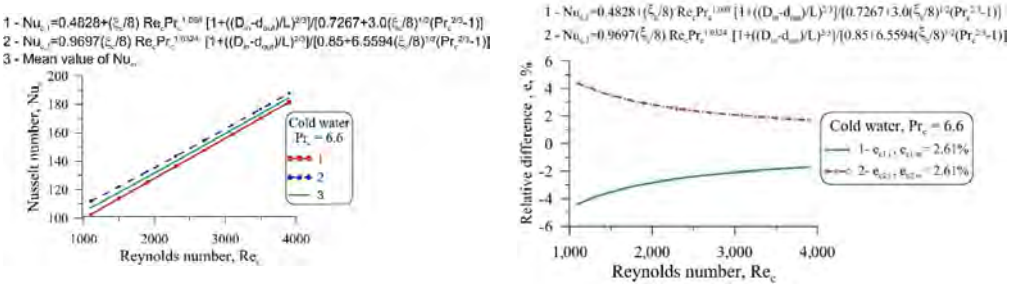


Rysunek 6. Korelacje wymiany ciepła opisujące liczbę Nusselta po stronie gorącej wody dla wybranych wartości liczby Prandtla: (a) Pr = 2.9, (b) Pr = 4.4 oraz (c) Pr = 5.9. Na rysunkach przedstawiono również odchylenia względne $e_{h1,i}$, $e_{h2,i}$ $i = 1,\ldots,n_f$ oraz ich wartości średnie, wyznaczone zgodnie z równaniami (50)–(51) dla odpowiadających im liczb Nusselta $Nu_{h,1}$, $Nu_{h,2}$.

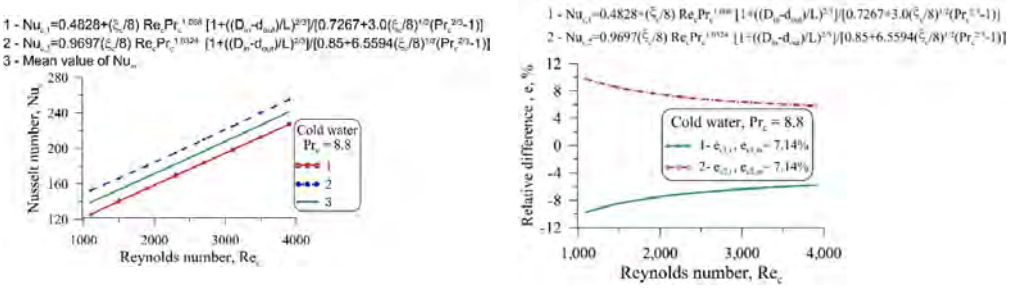
a)



b)



c)



Rysunek 7. Korelacje wymiany ciepła opisujące liczbę Nusselta po stronie zimnej wody dla wybranych wartości liczby Prandtla: (a) Pr = 4.5, (b) Pr = 6.6 oraz (c) Pr = 8.8. Na rysunkach przedstawiono również odchylenia względne $e_{c1,i}$, $e_{c2,i}$ $i=1,\ldots,n_f$ oraz ich wartości średnie, wyznaczone zgodnie z równaniami (50)–(51) dla odpowiadających im liczb Nusselta $Nu_{c,1}$, $Nu_{c,2}$.

Analiza wyników przedstawionych na rysunkach 6 i 7 wskazuje na bardzo dobrą zgodność wartości liczby Nusselta wyznaczonych za pomocą trzech różnych korelacji. Zgodność ta potwierdza zarówno wiarygodność przeprowadzonych pomiarów eksperymentalnych, jak i trafność przyjętej postaci funkcyjnej korelacji zastosowanej do aproksymacji wyznaczonych eksperymentalnie liczb Nusselta $Nu(\mathrm{Re}_i)$, $i=1,\ldots,n_f$.

Odchylenia względne $e_{1,m}$, $e_{2,m}$ wyznaczono z następujących zależności

$$\varepsilon_{1,i} = \frac{Nu_1(\mathrm{Re}_i) - Nu_m(\mathrm{Re}_i)}{Nu_m(\mathrm{Re}_i)} 100\% \qquad \varepsilon_{1,m} = \frac{1}{n_f}\sum_{i=1}^{n_f} \varepsilon_{1,i} \tag{50}$$

$$\varepsilon_{2,i} = \frac{Nu_2(\mathrm{Re}_i) - Nu_m(\mathrm{Re}_i)}{Nu_m(\mathrm{Re}_i)} 100\% \qquad \varepsilon_{2,m} = \frac{1}{n_f}\sum_{i=1}^{n_f} \varepsilon_{2,i} \tag{51}$$

Odchylenie względne $e_{1,i}$, zdefiniowane równaniem (50), określa różnicę pomiędzy średnią wartością liczby Nusselta $Nu_m(\mathrm{Re}_i)$, wyznaczoną z równania (49), a liczbą Nusselta obliczoną z korelacji opracowanej na podstawie danych eksperymentalnych. Wartość $e_{2,i}$ wyznaczono analogicznie, korzystając z równania (51).

Analiza wyników przedstawionych na rysunkach 6 i 7 wskazuje na bardzo dobrą zgodność wartości liczby Nusselta wyznaczonych za pomocą różnych korelacji. Zarówno po stronie gorącej, jak i zimnej wody wartości obliczone wykazują bardzo zbliżony przebieg w funkcji liczby Reynoldsa, co potwierdza poprawność przyjętych postaci funkcyjnych korelacji.

Po stronie gorącej wody, przepływającej przez rurę wewnętrzną, odchylenia względne są niewielkie w całym analizowanym zakresie liczby Prandtla. Średnie odchylenia względne nie przekraczają kilku procent, co świadczy zarówno o wysokiej dokładności pomiarów eksperymentalnych, jak i wiarygodności opracowanych korelacji.

W przypadku zimnej wody przepływającej przez kanał pierścieniowy również uzyskano dobrą zgodność pomiędzy poszczególnymi korelacjami. Średnie odchylenia względne wynoszą od około 2.6% do 7.2%, w zależności od wartości liczby Prandtla. Wartości te mieszczą się w zakresie akceptowalnym z punktu widzenia zastosowań inżynierskich.

Ogólnie obserwuje się tendencję do wzrostu odchyleń wraz ze wzrostem liczby Prandtla. Większe zróżnicowanie wyników występuje po stronie zimnej wody, co można wiązać z bardziej złożonym charakterem przepływu i wymiany ciepła w przestrzeni pierścieniowej w porównaniu z bardziej regularnym przepływem w rurze wewnętrznej.

Opracowane korelacje dobrze odwzorowują dane eksperymentalne i mogą być stosowane do przewidywania intensywności wymiany ciepła w analizowanym helikalnym wymienniku ciepła typu rura w rurze.

Wnioski

W niniejszej pracy przedstawiono kompleksową metodykę eksperymentalno-numeryczną umożliwiającą jednoczesną identyfikację korelacji liczby Nusselta po stronie gorącej i zimnej wody w przeciwprądowym helikalnym wymienniku ciepła typu rura w rurze. W odróżnieniu od klasycznych metod, takich jak metoda Wilsona, które zazwyczaj umożliwiają wyznaczenie charakterystyk wymiany ciepła tylko po jednej stronie wymiennika, zaproponowana metoda pozwala na jednoczesne oszacowanie wielu nieznanych współczynników występujących w sprzężonych korelacjach z wykorzystaniem nieliniowej metody najmniejszych kwadratów.

Opracowany model, oparty na równaniach zachowania pędu i energii oraz metodzie P–NTU, wykazał wysoką dokładność predykcyjną. Porównanie obliczonych i zmierzonych temperatur wylotowych (tabele 2 i 3) wykazało bardzo dobrą zgodność, przy czym odchylenia względne na ogół nie przekraczały kilku procent. Niewielka wartość funkcji celu oraz brak wyraźnych odchyleń o charakterze

systematycznym potwierdzają zarówno stabilność zastosowanej procedury numerycznej, jak i poprawność przyjętych postaci funkcyjnych korelacji.

Zidentyfikowane korelacje wymiany ciepła uwzględniają wpływ warunków przepływu oraz geometrii helikalnej rury, w tym występowanie przepływów wtórnych wywołanych jej krzywizną, które przyczyniają się do intensyfikacji wymiany ciepła. Zastosowanie algorytmu Levenberga–Marquardta zapewniło ponadto szybką zbieżność procedury oraz wiarygodne oszacowanie parametrów, których niepewność oceniono statystycznie poprzez wyznaczenie 95% przedziałów ufności.

Zaproponowana metodyka może być bezpośrednio wykorzystana w praktyce inżynierskiej do projektowania, optymalizacji oraz oceny charakterystyk eksploatacyjnych helikalnych wymienników ciepła, w szczególności stosowanych w pompach ciepła i układach odzysku energii. Metoda ma również charakter uniwersalny i może zostać rozszerzona na bardziej złożone konstrukcje, w tym wymienniki z wieloma rurami wewnętrznymi oraz rozwiązania wykorzystujące dodatkowe techniki intensyfikacji wymiany ciepła.

Dalsze badania mogą obejmować rozszerzenie opracowanej metody na nieustalone warunki pracy, zastosowanie innych czynników roboczych oraz weryfikację opracowanych korelacji w szerszym zakresie liczb Reynoldsa i parametrów geometrycznych wymiennika.

Literatura

1. Wilson, E.E. A basis for rational design of heat transfer apparatus. *Trans. ASME* 1915, 37, 47–82.
2. Shokouhmand, H.; Salimpour, M.R.; Akhavan-Behabadi, M.A. Experimental investigation of shell and coiled tube heat exchangers using Wilson plots. *Int. Commun. Heat Mass Transf*. 2008, 35, 84–92. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2007.06.001
3. Mutumba, A.; Coletti, F.; Reip, A.; Mahmoud, M.M.; Karayiannis, T.G. Experiments and correlations for single-phase convective heat transfer in brazed plate heat exchangers. *Heat Transf. Eng.*2023, 44, 211–231. https://doi.org/10.1080/01457632.2022.2049539
4. Che, M.; Elbel, S. Experimental study of local air-side heat transfer coefficient on real-scale heat exchanger fins by employing an absorption-based mass transfer method. *Appl. Therm. Eng*. 2021, 189, 116718. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.116718
5. Taler, D.; Ziółkowska, E.; Taler, J.; Sobota, T.; Jaremkiewicz, M.; Marcinkowski, M.; Cieślik, T. Experimental-Numerical Method for Determining Heat Transfer Correlations in the Plate-and-Frame Heat Exchanger. *Energies* 2025,*18*, 4760. https://doi.org/10.3390/en18174760
6. Romanowicz, T.; Taler, J.; Jaremkiewicz, M.; Sobota, T. Determination of Heat Transfer Correlations for Fluids Flowing through Plate Heat Exchangers Needed for Online Monitoring of District Heat Exchanger Fouling. *Energies* 2023, *16*, 6264. https://doi.org/10.3390/en16176264
7. Hernandez-Melendez, L.E.; Escobar-Jiménez, R.F.; Canela-Sánchez, I.J.; García-Beltrán, C.D.; Borja-Jaimes, V. Experimental Estimation of Heat Transfer Coefficients in a Heat Exchange Process Using a Dual-Extended Kalman Filter. *Processes* 2025, 13, 2117. https://doi.org/10.3390/pr13072117
8. Wang, R.; Sun, T.; Polzin, A.E.; et al. Experimental investigation of the two-phase local heat transfer coefficients for condensation of R134a in a micro-structured plate heat exchanger. *Heat Mass Transf*. 2022, 58, 1–18. https://doi.org/10.1007/s00231-021-03091-0
9. Chen, Y.; Wen, C.; Zhang, J.; Sakai, H. Experimental Investigation of Heat Transfer Coefficients in a Plate Heat Exchange for an Organic Rankine Cycle. *Energies* 2025, 18, 6573. https://doi.org/10.3390/en18246573

10. Flayyih, R.A.; Alwan, K.J.; Aljaberi, H.A. Comparative heat transfer analysis of helical coil and straight tube heat exchangers. *SSRN* 2024. https://doi.org/10.2139/ssrn.5571607
11. Marcinkowski, M.; Taler, D.; Sacharczuk, J.; Węglarz, K.; Taler, J. Innovative analysis of local and average air-side heat transfer coefficients in fin-and-tube heat exchangers using CFD and experimental method. *Energy* 2024, Volume 309, 133084. https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.133084
12. Al-Lami, A.J.S.; Kenig, E.Y. New pressure drop and heat transfer correlations for turbulent forced convection in internally channeled tube heat exchanger ducts. *Case Stud. Therm. Eng.* 2024, 54, 103993. https://doi.org/10.1016/j.csite.2024.103993
13. Cheng, J.; Tao, L.; Li, M.; Jin, C. Numerical simulation on the condensation heat transfer and flow characteristics outside smooth and enhanced tubes. *Appl. Therm. Eng.*2025, *258*, 124507. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.124507
14. Taler D. Experimental determination of correlations for average heat transfer coefficients in heat exchangers on both fluid sides. Heat Mass Transf 2013;49:1125–1139. https://doi.org/10.1007/s00231-013-1148-5
15. Levenberg K. A method for the solution of certain nonlinear problems in least squares. Q Appl Math 1944;2:164–168.
16. Marquardt DW. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. J Soc Ind Appl Math 1963;11(2):431–441.
17. Seber GAF, Wild CJ. Nonlinear Regression. Hoboken, NJ: Wiley; 2003.
18. Schmidt EF. Wärmeübergang und Druckverlust in Rohrschlangen. Chem Ing Tech 1967;39:781–789. https://doi.org/10.1002/cite.330391302
19. Mishra P, Gupta SN. Momentum transfer in curved pipes. Ind Eng Chem Process Des Dev 1979;18:130–137.
20. Kreith F., Manglik R.M., Bohn M.S. Principles of Heat Transfer. 7th ed. Stamford (CT): Cengage Learning; 2011.
21. Taler D. A new heat transfer correlation for transition and turbulent fluid flow in tubes. Int J Therm Sci 2016;108:108–122. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.05.003
22. Taler D. Determining velocity and friction factor for turbulent flow in smooth tubes. Int J Therm Sci 2016;108:1–12. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.02.011
23. Taler D., Taler J. Simple heat transfer correlations for turbulent tube flow. *E3S Web of Conferences* 2017;13:02008. https://doi.org/10.1051/e3sconf/20171302008
24. Blasius P.R.H. Das ÄhnlichkeitsgesetzbeiReibungsvorgängen in Flüssigkeiten. VDI-Forschungsheft 1913;131:1–41.
25. Xin RC, Awwad A, Dong ZF, Ebadian MA. An experimental study of single-phase and two-phase flow pressure drop in annular helicoidal pipes. Int J Heat and Fluid Flow 18. 482-488 1997

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_11

Optimization of the high-temperature heat exchanger design of a gas turbine system

SYLWIA POLESEK-KARCZEWSKA[1], IZABELA WARDACH-ŚWIĘCICKA[1], DARIUSZ KARDAŚ[1]
[1] Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Fiszera 14, 80–231 Gdańsk
[1] e-mail: sylwia.polesek-karczewska@imp.gda.pl

Keywords: Brayton cycle, externally-fired gas turbine system, high-temperature heat exchanger, design optimization

Systems of combined heat and power generation fueled with biomass have gained increasing interest due to the growing demand for securing energy demands, whilst meeting the goals of environmental safety and sustainability. An externally fired gas turbine system with heat regeneration, operated under the Brayton cycle, is one of the promising technologies, able to meet the local energy needs, offering a relatively simple design, viability and, simultaneously, high system efficiency. In the paper, a small-scale system operated under the regenerative Brayton cycle is examined theoretically, aimed at the optimization of the design of a heat exchanger used to preheat the compressed air directed to the turbine. The exchanger is a key element that contributes to the system efficiency enhancement, but on the other hand, it accounts for a significant share of the total investment cost of the system. For this reason, its design optimization in terms of reducing the use of heat-resistant material and compactness is of significance. In the present work, the assumed input thermal energy is 150 kW. The study involves the calculations of the thermal and flow parameters of the cycle, integrated with the computations for a heat exchanger, using the developed in-house numerical codes. The thermodynamic calculations cover solving the system of energy balance equations for individual components, with the chemical reaction for biomass combustion incorporated. To determine the variable properties of the fluids, the RefProp database is utilized. The calculations for a heat exchanger, which is assumed counter flow shell-and-tube type, are based on the solution of a one-dimensional quasi-stationary model. It consists of stationary mass and momentum equations and a non-stationary energy equation, allowing to predict the thermal performance and pressure drops for the prescribed tube length and media inlet parameters, depending on the tube number. The predicted design parameters of the heat exchanger, i.e. dimensions and thermal and flow parameters, are compared with the previously developed design of furnace-integrated type.

Introduction

Power and heat cogeneration systems based on the externally fired gas turbine (EFGT) technology, fuelled by biomass, are considered a beneficial option towards meeting the challenges of today's world related to sustainable development and security in energy supply, as well as environmental concerns. Owing to indirect firing, these systems are able to utilize low-grade biogenic fuels with energy generation efficiency competitive to that of typical steam cycle systems. Furthermore, the EFGT systems' efficiency can be further improved when heat regeneration is applied [1]. This can be achieved under different cycle configurations, as the efficiency depends on several factors, including turbine inlet temperature, pressure ratio and high-temperature heat exchanger parameters [1-3].

The EFGT system with heat regeneration is operated under the Brayton cycle, and the heat exchanger (recuperator) serves to elevate the working fluid temperature upstream of the turbine while absorbing heat from the generated flue gas. Regardless of the working fluid used in the system, air or supercritical CO_2, the heat exchanger is considered its basic component, largely contributing to the entire system's performance in terms of operating temperatures and efficiency [4, 5]. On the other hand, the recuperators involved require a specific design to withstand demanding operating parameters, high temperature and/or high-pressure, and thus constitute a significant share in the capital cost of such systems [6-8]. To find the trade-off between the performance enhancement, technical requirements and cost effectiveness of the system, numerous studies, with the majority of numerical analysis, have been performed in the last decades proposing diverse heat exchanger designs. Given the key role of pressure drop and effectiveness of the heat exchanger in improving cycle efficiency, modeling and design of this device appear to be a challenge [4, 9].

Amongst more advanced designs of high-temperature heat exchangers for application in the regenerative Brayton cycle, the compact heat exchangers have been considered. In [10], the plate-fin ceramic heat exchanger was experimentally investigated under pressures of up to 5 bar and temperatures reaching 800^{o}C. It has exhibited pressure drops of up to 10 kPa. A novel type of high- temperature heat exchanger, with twisted inserts and H-type fins, was investigated in [11] for a cascade waste heat recovery system. The authors obtained a lower pressure drop compared to a typical fin-and-tube heat exchanger. Other researchers in [12] examined the printed circuit (zigzag channel) heat exchanger for its potential implementation in a high-temperature gas-cooled reactor plant. Both numerical and experimental investigations of the plate minichannel heat exchanger for micro EFGT to be operated under the air temperature of 1000^{o}C were reported in [5].

Nevertheless, in the context of biomass-fired systems, shell-and-tube heat exchangers are perceived as an advantageous solution due to lower pressure drops, the ability to control the operating temperature and the design that facilitates the removal of ash deposits from the heat transfer surface [13]. Furthermore, the study involving the effect of different thermal conductivity of deposits' thickness on pressure drop and overall efficiency, reported in [14], revealed that the efficiency of the shell-and-tube exchanger is less dependent on the thickness of the deposits compared to the plate heat exchanger. Although shell-and-tube design is a mature technology, works have been ongoing to improve the efficiency of shell-and-tube exchangers for "gas-to-gas" applications. This involves, for instance, the use of helical partitions instead of straight partitions [15].

The objective of this paper is to provide insight into the design aspects of a high-temperature heat exchanger for a small-scale externally-fired regenerative Brayton cycle, operated with air as working fluid. Following on the previous authors' works, here a shell-and-tube design is considered to estimate the dimensions of a heat exchanger for the assumed operating parameters of the cycle. The thermodynamic calculations were first carried out to determine the set of thermal and flow parameters of the cycle, and thereby the primary operating parameters of the heat exchanger. The latter were adopted to evaluate the size of heat transfer surface area, using an in-house one-dimensional quasi-stationary modelling approach. Based on the comparison between the shell-and-tube design and furnace-integrated tube design, the compactness and technical viability of the heat exchanger are discussed.

1. EFGT system with heat regeneration

In this study, a Brayton cycle with an externally biomass-fired gas turbine, with air as a working fluid, is considered. The layout of the cycle is shown in Figure 1.

A compressor pressurizes ambient air (points 1–2) that is directed to a high-temperature heat exchanger, where it is isobarically preheated (points 2–3) by the flue gas exiting the combustion chamber (points 5–6). Hot compressed air from the heat exchanger enters the turbine to be expanded (points 3–4) to generate mechanical energy for driving the generator (G). Turbine exhaust air is next directed to the combustion process (points 4–5).

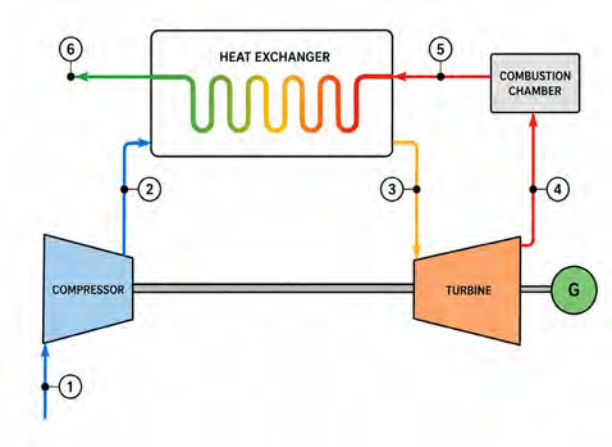


Figure 1. Schematic diagram of the regenerative Brayton cycle: 1—2: compression of ambient air; 2—3: heat absorption by compressed air; 3—4: hot air expansion; 4—5: combustion; 5—6: heat release from flue gas to compressed air; (Source: own work)

2. Methodology

The thermodynamic calculations of an examined configuration of an EFGT system were first performed to determine the variation ranges of thermal and flow parameters. This was followed by selecting the operational scenario, ensuring possibly high efficiency and meeting the technical constraints (i.e. flue gas temperature below 1150°C). For this case study, based on the results, the primary parameters of the heat exchanger were adopted, i.e. the required thermal capacity and operating parameters (mass flow rates, temperature and pressure, mean temperature difference), for further consideration on the design of a high-temperature heat exchanger.

2.1. Thermodynamic modeling

The Brayton cycle system under study is governed by a set of energy balance equations for the individual components, i.e. compressor, turbine, combustion chamber and heat exchanger, respectively [1]:

$$\dot{m}_a h_1 + \dot{W}_C = \dot{m}_a h_2, \tag{1}$$

$$\dot{m}_a h_3 - \dot{W}_T = \dot{m}_a h_4, \tag{2}$$

$$\dot{m}_a h_4 + \dot{Q}_{in} = \dot{m}_{fg} h_5, \tag{3}$$

$$\dot{m}_a h_2 + \dot{Q}_{\mathrm{HEX}} = \dot{m}_a h_3, \tag{4a}$$

$$\dot{m}_{fg} h_5 - \dot{Q}_{\mathrm{HEX}} = \dot{m}_{fg} h_6, \tag{4b}$$

where $\dot{m}_a$ and $\dot{m}_{fg}$ represent mass flow rates of the working air and exhaust gases, respectively, h_i (i = 1,..,6) denote the fluid specific enthalpy at the respective i-th cycle point, and $\dot{Q}_{in}$ and $\dot{Q}_{\mathrm{HEX}}$ stand for the chemical energy of the fuel and the heat exchanger thermal power. $\dot{W}_C$ and $\dot{W}_T$ denote the power of compression and turbine power, respectively.
Taking into account real properties of air, the compressor and turbine work is expressed, respectively:

$$\dot{W}_C = \dot{m}_a \frac{1}{\eta_C}(h_2 - h_1), \tag{5}$$

$$\dot{W}_T = \dot{m}_a \eta_T (h_3 - h_4), \tag{6}$$

where η_C and η_T represent the efficiency of the compressor and turbine, respectively.

The efficiency of the cycle is defined by the formula:

$$\eta = \frac{\dot{W}_T - \dot{W}_C}{\dot{Q}_{in}}. \tag{7}$$

The composition and mass flow rate of generated flue gas are evaluated, while considering the global reaction of biomass combustion under poor air-fuel mixture and adopting the experimentally derived ultimate analysis of wood [16]:

$$\mathrm{C_xH_yO_z} + a(\mathrm{O_2} + 3.76\mathrm{N_2}) \rightarrow x\mathrm{CO_2} + y/2\mathrm{H_2O} + 1/4(-4 + 4a - y + 2z)\mathrm{O_2} + 3.76a\mathrm{N_2}, \tag{8}$$

where a denotes the amount of air supplied to combustion, whereas the respective molar proportions of C, H and O in the fuel are: x=1, y=1.43 and z=0.66.
The heat exchanger thermal power is determined from the relationship:

$$\dot{Q}_{\mathrm{HEX}} = A\, k\, \Gamma T_m, \tag{9}$$

where A represents the heat exchange surface area, k is the overall heat transfer coefficient and ΔT_m denotes the logarithmic mean temperature difference. The latter, for the counter flow exchanger defined as:

$$\Gamma T_m = \frac{\theta' - \theta''}{\ln\left(\theta'/\theta''\right)}, \tag{10}$$

$$\theta' = T_5 - T_3,$$

$$\theta'' = T_6 - T_2.$$

The system of equations describing the cycle was solved using an in-house numerical code developed in Fortran that adopts the RefProp library to determine the thermodynamic properties of the working fluids [16].

Previous studies' outcomes [16] clearly showed that the cycle efficiency increases with an increase in heat transfer surface area of the exchanger and the corresponding decrease in temperature mean difference, both translating into the increase in the effectiveness of heat regeneration.

2.2. Design calculations of a high-temperature heat exchanger

Guided by the key design assumptions, involving the minimization of pressure drops, device compactness and production costs, the shell-and-tube geometry was considered.
In the design approach proposed, a tube-in-tube system served as a basic geometry for parametric analysis carried out to evaluate the hot air parameters at the outlet of the heat exchanger. A partially non-stationary model was designed to simplify and enhance the calculation efficiency, since the operating conditions are stationary by definition. Although the thermal-flow model is used to evaluate heat exchanger performance under steady-state conditions, it is based on non-stationary energy balance equations for both hot and cold fluids. The equations of mass and momentum conservation are stationary, allowing for further simplification of the model and calculations. This modelling strategy can significantly reduce computational time.
In the proposed approach, only the horizontal direction along the tube length is considered. The model assumes single-phase gas flow for both the hot flue gas and the cold working air. The physical quantities are assumed to change with temperature and pressure. Moreover, It is assumed that the hot medium flows in the inner tube and the cold medium in the space between the tubes (the shell), as shown in Figure 2a. To allow for a wide range of possibilities, the number of tubes in a basic row was defined as an input parameter. Subsequently, the number of rows is multiplied to obtain the required heat transfer surface area (see Figure 2b).

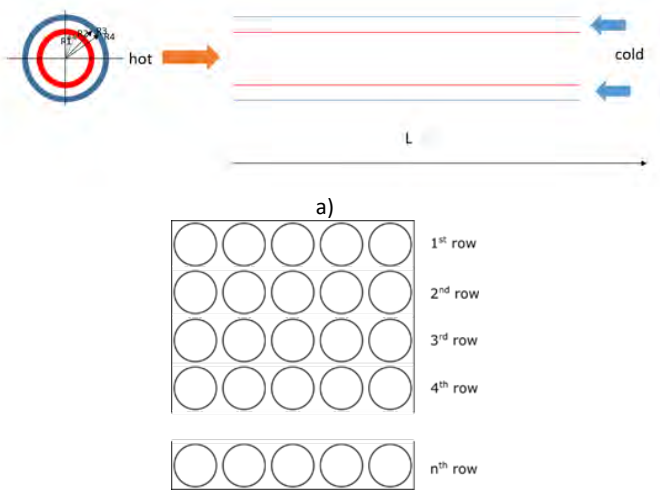


Figure 2. Numerical model of high-temperature heat exchanger: a) fluid flow diagram, b) multitube configuration; (Source: own work)

According to the above assumptions, a dedicated FORTRAN program — UHES [17] (Upwind Heat Exchanger Solver) was used. The in-house code is based on the thermal-flow model of the heat exchanger described by the following system of mass, momentum and energy balance equations:

$$\frac{1}{A_i}\frac{\partial}{\partial z}(\rho_i w_i A_i) = 0, \tag{11}$$

$$\frac{1}{A_i}\frac{\partial}{\partial z}(\rho_i w_i w_i A_i) + \frac{\partial p_i}{\partial z} = -\frac{f_D}{4}\frac{\rho_i w_i^2}{2}\frac{C_i}{A_i} + \rho_i g\cos(\beta_i), \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_i c_{p,i} T_i\right) + \frac{1}{A_i}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_i w_i c_{p,i} T_i A_i\right) = \frac{\dot{Q}_i}{V_i}. \tag{13}$$

The subscript *i* in Eqs. (11)—(13) denotes for the hot (*i* = H*)* and for cold gas (*i* = C*)*. Overall, six balance equations should be considered: three for exhaust gases (H) and three for working air (C).
In the above, the densities and the specific heats of individual media are the functions of temperature and pressure, i.e., $\rho_H = \rho_H(p,T)$, $c_{p,H} = c_{p,H}(T)$, $\rho_C = \rho_C(p,T)$, $c_{p,C} = c_{p,C}(T)$, for exhaust gas and working air, respectively. Quantity $\dot{Q}_i$ (Equation (13)) represents the source term for heating/cooling. As usual, p stands for pressure, w is a velocity, A is the surface occupied by the fluid, and C is the circumference of the wetted area.
It shall be noted that in the system, there is no assumption of the thermodynamic equilibrium state between working media. The term on the right side of the Equation (13) describes the heat transferred from the hot to the cold side (if it is written for the hot fluid) or heat absorbed by the cold fluid (in correspondence with the equation form for the cold working air).

2.2.1. Source terms

Pressure losses due to the friction are calculated as a function of the Darcy—Weisbach friction factor f_D, depending on the pipe flow regime, i.e., for laminar flow [17]:

$$f_D = \frac{64}{\mathrm{Re}}, \quad \text{for} \quad \mathrm{Re} < 2300, \tag{14}$$

for transition flow:

$$f_D = A_f \mathrm{Re} + B_f, \quad \text{for} \quad 2300 < \mathrm{Re} < 4000, \tag{15}$$

and for turbulent flow (the Altshul correlation):

$$f_D = 0.11\left(\frac{\epsilon}{d} + \frac{68}{\mathrm{Re}}\right)^{0.25}, \quad \text{for} \quad \mathrm{Re} > 4000. \tag{16}$$

Parameter ϵ is the pipe roughness, d is its diameter, and Re is the Reynolds number. Coefficients A_f and B_f are calculated to fit curves for the laminar and turbulent regions.
The source term in Equation (13) is defined by Equation (9) for the temperature difference between working fluids. Generally, heat transferred from the hot side to the cold side is equal to that absorbed by the cold one:

$$Q_H = kA_H(T_H - T_C) = -Q_C \tag{17}$$

Here, the assumption of a simple wall is used; thus, the overall heat transfer coefficient can be calculated from the formula:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_H} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_C}, \tag{18}$$

where δ is the wall thickness, λ is the thermal conductivity of the wall material and α_C and α_H are the convective heat transfer coefficients for cold and hot side, respectively.
The convective heat transfer coefficient α can be determined from the definition of the Nusselt number:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}. \tag{19}$$

Due to the fact that the correlations connecting Nu, Re and Pr numbers for the convective heat transfer in tubes are well known, the convective heat transfer coefficient can be easily calculated as a function of flow parameters and geometry. Determination of the Nu number can be obtained from the correlations for laminar and turbulent flows, given, respectively, in [17]:

$$\mathrm{Nu} = 3.66 + \frac{0.065\mathrm{RePr}\frac{d}{L}}{1+0.04\left(\mathrm{RePr}\frac{d}{L}\right)^{\frac{2}{3}}}, \quad \text{for} \quad \mathrm{Re} < 2100, \tag{20}$$

$$\mathrm{Nu} = 0.027\mathrm{Re}^{0.8}\mathrm{Pr}^{\frac{1}{3}}\left[\frac{\mu(p,T)}{\mu(p,T_w)}\right]^{0.14}, \quad \text{for} \quad \mathrm{Re} \geq 2100, \tag{21}$$

where $\mu(p,T)$ is the dynamic viscosity and $\mu(p,T_w)$ is the dynamic viscosity calculated for the wall temperature T_w.
The partially non-stationary, one-dimensional heat exchanger model comprises six ordinary and partial differential equations, supplemented by constitutive and closure relations (Equations (11)–(21)), and is solved using a successive iteration method in time. Reducing the thermal-flow description to two non-stationary energy equations enables unambiguous determination of the temperature fields of both the hot and cold fluids along the exchanger length, confining the time-dependent calculations exclusively to these energy equations.
Temporal derivatives of temperature are discretized using finite differences in time, while the convection term is handled via an upwind finite difference scheme. This approach permits the explicit, sequential computation of fluid temperatures from the inlet to the outlet. At each time step, fluid velocities are first obtained from the mass balance equation; the known temperatures and velocities then allow the pressure distribution to be determined through the momentum balance equation, following an analogous numerical procedure. Pressure is resolved first for the hot fluid, progressing from inlet to outlet, and subsequently for the cold fluid in the reverse direction.
The admissible time step length is constrained by both the numerical scheme and the spatial discretisation. Although stability bounds can in principle be estimated from the Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) condition, the time step is selected in practice to ensure numerical stability of the solution.

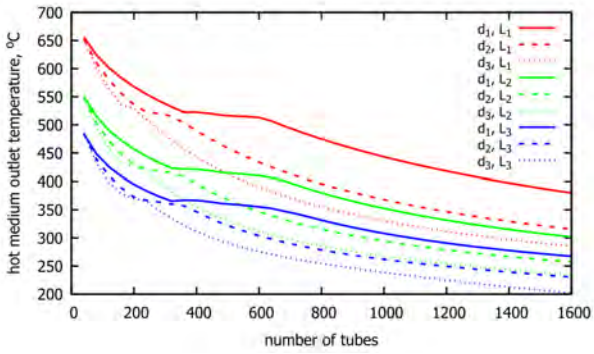
2.2.2. Results

To analyze the thermal performance of the HEX, the straight-tube system was considered. Guided by reducing the manufacturing cost of the heat exchanger while maximizing the heat regeneration effectiveness, relatively low operating temperatures are of interest, along with a low mean temperature difference. Based on the multivariate thermodynamic calculations of the cycle, the case of turbine inlet temperature of 800°C with the mean temperature difference at the minimum of 50°C, was taken for the analysis. In addition, as previous studies [1] indicated that the optimum pressure ratios to ensure the cycle efficiency exceeding 30% fall within a range of relatively low values, i.e. between 1.6 and 3.0, the air compression ratio of 2.0 was adopted for the heat exchanger calculations.

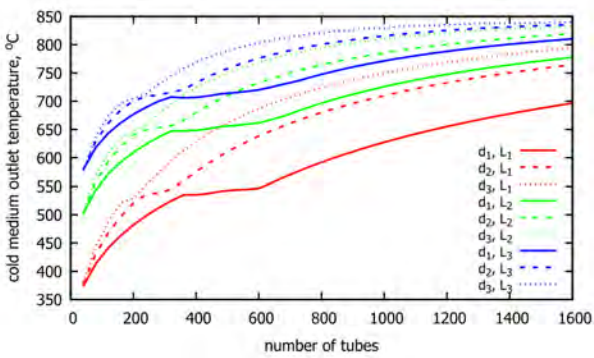
The selected input parameters are summarized in Table 1. The tube diameters assumed for the study were based on the values which are recommended by the producers and commonly used in the heat exchanger solutions.

Table 1 Main input parameters for HEX computations

Geometric parameters			
tube length L_i (m)	1	2	3
inner diameter d_i (mm)	10	20	30
tube roughness, mm	0.066		
Operational parameters			
	Mass flowrate (kg/h)	Temperature (°C)	Pressure (bar)
hot gas (inlet)	1314	850	1.0
cold gas (inlet)	1260	107	2.0



(a)

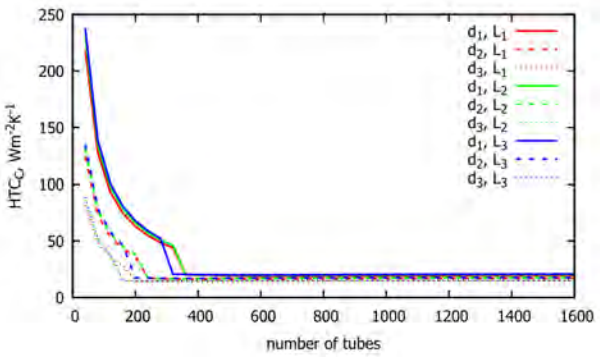


(b)

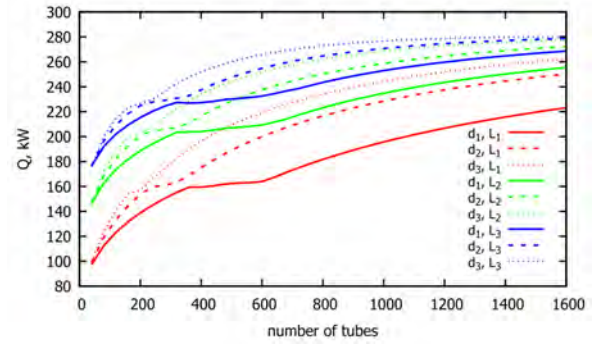
Figure 3. Numerical results of parametric analysis of thermal performance of shell-and-tube heat exchanger: a) exhaust outlet temperature, b) air outlet temperature; (Source: own work)

Figure 3 displays the hot- and cold-side temperatures at the outlet of the heat exchanger for different numbers of tubes, as well as for different tube diameters and their lengths. As expected, the working fluid (turbine air) heats up as the exhaust gases are cooled. The greater the number of tubes, the larger the heat transfer surface area, which translates to larger thermal capacity. The graphs illustrate three

regions related to different gas flow regimes: the first corresponds to the turbulent regime, for the smallest tube diameter (solid lines), it is up to approximately 320 tubes, whereas for the largest diameter (dotted line), it is up to 160 tubes. In both cases, a significant drop in the outlet temperature of the hot fluid can be observed, and conversely, a significant rise in the temperature of the cold fluid (Figure 3b). The second area is related to the transitional (laminar-turbulent) region, where no significant change occurs, or where the change is negligible. This region extends up to approximately 160–600 tubes, depending on the tube diameter. The smaller the diameter, the wider range of tubes is related to this region. Moreover, a smaller tube diameter requires more tubes to obtain the laminar flow, which is exhibited by the shift of the transitional region boundary towards a bigger number of tubes. Third regime represents the laminar region, where the intensity of heat transfer slows down as compared to the turbulent regime.



(a)

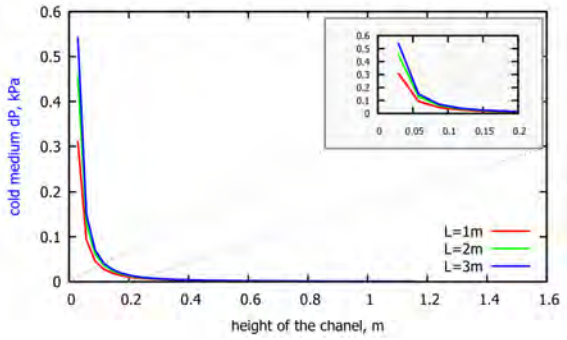


(b)

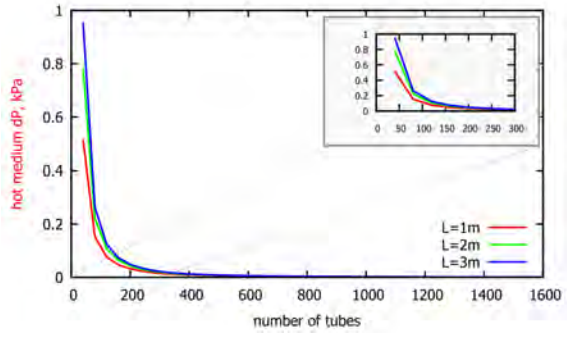
Figure 4. Numerical results of parametric analysis of thermal performance of shell-and-tube HEX: a) convective HTC from the cold side, b) overall heat exchange; (Source: own work)

Similarly, Figure 4a illustrates the division into different flow regimes and shows how the value of the convective heat transfer coefficient (HTC) changes for the gas turbine working fluid (the cold side). The results reveal that for the smallest diameter (d_1) with more than 300 tubes, the system is in the laminar flow regime characterized by a constant HTC value. For the biggest diameter (d_3), laminar flow is considered from 180 tubes. Therefore, increasing the amount of HEX thermal power simply requires an increase in the heat transfer surface area, i.e. an increase in the number of tubes in the system. Figure 4b shows how the temperature of the cold medium depends on the diameter, length and number of tubes in the system. As can be seen, in order to achieve a fluid temperature above 700°C, it is best to use relatively long tubes. The diameter does not significantly affect the final

parameters unless relatively short heat exchanger tubes are considered (see the red lines in the graphs). In the considered case, the device consisting of around 750 tubes would meet the target turbine inlet temperature. When targeting a higher working air temperature (about 800°C), a large number of long tubes are to be considered (see Figure 3b for 1600 tubes). Figure 4b illustrates the predicted thermal power of the analyzed unit. In order to heat the turbine air to a temperature within 750 – 800°C using the mentioned geometries, a heat exchanger with a capacity of around 260 kW is required.



(a)

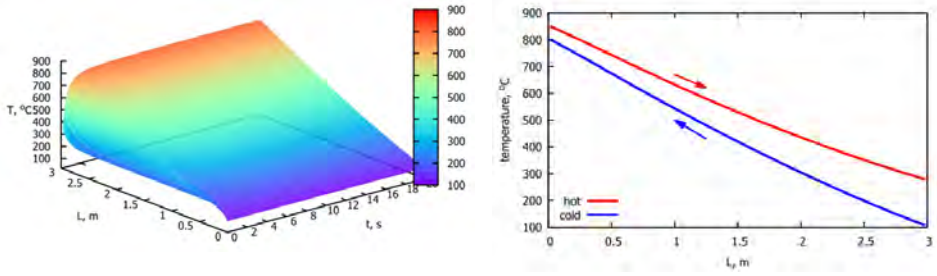


(b)

Figure 5. Pressure drop in HEX for different numbers of tubes and different HEX lengths for inner diameter d_2=20 mm: a) cold side, b) hot side; (Source: own work)

Regarding the pressure drops on the hot side (tube side), in the cases under consideration, it ranges between the order of tens of kPa for a small number of tubes and their smallest diameter and the order of 1 Pa for several hundred tubes in the opposite cases (larger number of tubes, bigger diameters). Naturally, the smaller the tube, the greater the drop. The predicted pressure drop for the gas turbine working fluid is also very low. However, local pressure drops associated with changes in flow geometry through the manifolds must also be considered, and this should also be taken into account once the whole geometry of the heat exchanger is known. Taking into account the total local pressure drops in additional heat exchanger components, such as the inlet/outlet piping system, where a change in cross-sectional area can occur, the total pressure drop for both media may increase by one order of magnitude. When the whole real three-dimensional geometry of the heat exchanger is considered, including baffles and connectors or nozzles where the media flow directions are changing, the total pressure drop can rise by even two orders of magnitude compared to the friction loss along straight pipes. On the cold side (shell side), the pressure drop values along the HEX length range from a few Pa with a large number of tubes to a few kPa with a small number of tubes. Obviously, the greater the

length of the tube, the greater the pressure drop. Since the number and configuration of tubes influence the compactness of a heat exchanger, they are the key factors in optimizing its dimensions. According to results of calculations carried out, a single row of tubes forms a channel with a cross-sectional area of 0.76 x 0.019 m² for tubes of inner diameter of 10mm and 1.56 x 0.039 m² for tubes of inner diameter of 30mm, while 40 rows gives, respectively, a channel with a cross-sectional area of 0.76 x 0.76 m² (for the smallest tube inner diameter) and 1.56 x 1.56 m² (for the largest tube inner diameter). Therefore, the analyzed cases fall within a volume range of 0.014 to 7.3 m³.



(a) (b)

Figure 6. Temperature distribution in HEX with 800 tubes of inner diameter d_2 = 20 mm and length of L_2 =3 m: a) cold medium outlet temperature variation in space and time, b) medium temperature distribution along the length; (Source: own work)

Figure 6 shows the temperature variation of the fluids in a counter-current type heat exchanger with 800 tubes (heat transfer area of approximately 150 m^2), each with an inner diameter of 20 mm and a length of 3 m. According to predictions, the working fluid heats up in a relatively short time (order of tens of seconds, Figure 6a), while the exhaust gases cool down to 300°C (red line in Figure 6b). The latter means that water vapor has not yet condensed. Moreover, the logarithmic temperature difference in that case equals 98°C, which is in agreement with initial assumptions.

3. Comparison with previously designed geometry

Another design of a high-temperature heat exchanger proposed previously [18] involved its integration with the combustion chamber. For an air temperature required to reach a minimum of 800°C, the furnace-integrated heat exchanger is the option able to cope with low heat transfer coefficients of the gas media by taking advantage of thermal radiation from the flame.

This concept assumed dividing the exchanger into two sections, a high-temperature (HT) and medium-temperature (MT) section (Figure 7), which allows for reducing costs associated with the use of high-temperature heat-resistant materials. In this concept, the compressed air is to be first pre-heated in the MT section, and further heated to the required temperature in the HT section mounted in a combustion chamber (wall tubes and s-shaped ceiling tubes made of heat-resistant steel 1.4841 mounted above the firebox). The MT section is separated from the direct fire zone and involves convection as the dominating heat transfer mechanism. This section constitutes the flue gas channel with the bundle of parallel tubes, bent in the horizontal plane. The key factor under consideration in dividing the heat exchange part into sections was the upper limit of permissible temperature for boiler steel P265GH/1.0425 steel (approx. 600°C).

To ensure the required working parameters of the system, while maintaining an acceptable pressure drop and the exchanger tubes' cost at a reasonable level, the design involves the use of Φ21.3 × 2 mm

pipes. It is noteworthy that maximization of the air tubes number covering the furnace chamber wall, as well as engineering constraints such as the minimum tube bending radius and welding/assembly capabilities, are the key contributors to the total dimensions of the high-temperature heat exchanger section. Furthermore, the tube arrangement in the HT section determines the number of tubes in the MT section, and thereby the cross-section of the flue gas duct.
The details on the design geometry, both in the HT and MT sections, are provided in [18].

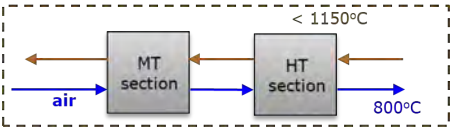


Figure 7. A concept of a furnace-integrated high-temperature heat exchanger; (Source: own work)

To assess the dimensions of this alternative heat exchanger design solution, the calculations were carried out for the specified fuel energy input (of 150 kW) and turbine air inlet temperature (of 800°C). For this purpose, a dedicated 0D in-house numerical code was utilized.
Here, the calculations for each heat exchange section, i.e. the HT and MT sections, are carried out in separate loops. The calculation procedure starts by determining the parameters in the firebox using an iterative method, given the temperatures and mass flow rates of combustion air and fuel. The resulting adiabatic combustion temperature is then set as the inlet temperature to the HT section of a combustion chamber. Next, based on the flue gas/working air energy balance, for the input parameters of working air (i.e. flow rate, inlet temperature and pressure, outlet temperature, and temperature in between the MT and HT sections), and the determined combustion temperature, the flue gas temperature at the outlet from the heat exchanger is iteratively calculated, setting the convergence criterion.
The calculations in each loop (i.e. HT and MT sections) follow the steps:

a) evaluating the logarithmic mean temperature difference;
b) presuming the geometry of the section, i.e. number and length of the tubes, bending diameter, tubes configuration, multiplying the tubing segments;
c) determining thermal and flow characteristics (Re and Nu numbers, heat transfer coefficients) to calculate the total heat transfer coefficient and, eventually, the required heat exchange surface area.

Further details on the calculation procedure are provided in [19].
The calculation results reveal that, for the heat exchanger geometry type under investigation, the optimum number of tubes to obtain the target temperature of the working air requires the use of 50 tubes of the total length of about 1400 m, wherein 400 meters constitutes the irradiated wall tubes in the HT section. Such a configuration, according to predictions, results in the dimensions of the HT section of about 1.1 m x 1.5 m x 2.2 m for the HT section and 1.1 m x 0.4 m x 7.5 m for the MT section. This makes the total volume of the heat exchanger of approximately 6.8 m^3 (approx. 3.5 m^2 and 3.3 m^2 in MT and HT sections, respectively). At the same time, the predicted total pressure drop for airflow is at the level of about 3 kPa. One should note that this assessment does not account for the additional construction elements (e.g. thermal insulation, casing) that contribute to final design dimensions.
The comparison of this design's features with those of the considered shell-and-tube design clearly shows the advantages of the latter. These include compactness in the first place, as the reference case

of the considered shell-and-tube design (case d_2L_3) corresponds with the total heat exchanger volume of about 2.2 m^3, which is about 70% less compared to the furnace-integrated design. Although the number of tubes is larger (800 tubes), giving the total tube length of a bundle of 2400 m, lower operating temperatures enable the use of less costly steel (e.g. type 304). In addition, the technological constraints (and cost) related to bending are eliminated. Furthermore, the pressure drops are largely reduced; the calculated pressure drop for airflow (excluding local pressure drops due to cross-section area change) is at the level of a few Pa (as depicted in Fig. 5a), which is of key importance when relatively low pressure ratios are considered.

Conclusions

The paper focuses on the design aspects of a high-temperature heat exchanger for the small-scale gas turbine system with heat regeneration, externally fired by biomass. Two different designs are considered to discuss the potential pathway to find the trade-off between the cycle performance and manufacturing cost of the exchanger. The key metrics making the design solution beneficial are the exchanger compactness and pressure drop.

Based on the thermodynamic calculations of the cycle for a given fuel energy input, the operating thermal and flow parameters were selected as the design specifications. The counter flow shell-and-tube exchanger geometry with the maximum inlet temperature of 850°C on the flue gas side was considered as an alternative to the furnace-integrated exchanger operated under elevated temperatures on the hot side (up to 1150°C). A one-dimensional quasi-stationary model was utilized for parametric analysis of the shell-and-tube exchanger configuration and assessment of its dimensions. The geometric features of the furnace-integrated two-module heat exchanger as the reference case were determined using a previously developed in-house code based on an iterative calculation method.

From the comparative analysis carried out, the following conclusions can be drawn:

- although lower operating temperatures decrease the Brayton cycle efficiency, it may be compensated by lower cost of the exchanger due to eliminating the use of heat-resistant materials;
- shell-and-tube geometry offers far more compactness compared to the furnace-integrated design, even though lower hot-side temperatures translate to the larger heat transfer surface area required; consequently, according to calculation results, the volume of the shell-and-tube exchanger for the case studied would be about one-third of the one predicted for another design considered;
- the predicted pressure drops for airflow in the case of shell-and-tube design are of the order of Pa, whereas for the bent-tube design considered for the two-section integrated configuration, the expected pressure drops are of the order of kPa; from this perspective, a solution based on a shell-and-tube design is clearly more advantageous when operating at low compression ratios.

It is noteworthy that the proposed numerical models are greatly simplified, but computationally efficient, allowing for parametric analysis in a wide range of parameter variation, and consequently, the optimization of operating and geometry. As such, they may be a good alternative to expensive commercial calculation packages.

Acknowledgements

Funded by the European Union. Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union or European Climate, Infrastructure and Environment Executive Agency (CINEA). Neither the European Union nor the granting authority can be held responsible for them.



Nomenclature

A	surface (m^2)
c_p	specific heat (J/(kg K))
d	diameter (m)
f_D	friction factor
h	specific enthalpy, J/kg
k	overall heat transfer coefficient (W/(m^2 K))
$\dot{m}$	mass flowrate (kg/s)
p	pressure (Pa)
Pr	Prandtl number
Re	Reynolds number
$\dot{Q}$	thermal energy, W
t	time (s)
T	temperature (K)
w	velocity (m/s)
$\dot{W}$	work, W

Subscripts

a	air
C	cold, compressor
fg	flue gas
in	input energy
H	hot
HEX	heat exchanger
m	mean
w	wall
T	turbine

Greek symbols

α	heat transfer coefficient (W/(m^2 K))
δ	wall thickness (m)
ϵ	tube wall roughness
η	efficiency
λ	thermal conductivity (W/(m K))
μ	dynamic viscosity (Pa s)
θ	temperature difference (K)
ρ	density (kg/m^3)

References

[1] Kardaś, D., Polesek-Karczewska, S. (2025). Small-scale air Brayton cycle fueled by green methanol – thermodynamic analysis. *Energy*, *333*, 137291. https://doi.org/10.1016/j.energy.2025.137291

[2] Rusanov, A., Kostikov, A., Shubenko, O., Kharlampidi, D., Tarasova, V., Senetskyi, O. (2019). Highly efficient cogeneration power plant with deep regeneration based on air Brayton cycle. *Journal of Mechanical Engineering*, *22*(4), 12–23. http://dx.doi.org/10.15407/pmach2019.04.012

[3] Ziółkowski, P., Badur, J., Ziółkowski, P. (2019). An energetic analysis of a gas turbine with regenerative heating using turbine extraction at intermediate pressure – Brayton cycle advanced according to Szewalski's idea. *Energy, 185*, 763–85. http://dx.doi.org/10.1016/j.energy.2019.06.160
[4] Badshah, N., Al-attab, K.A., Zainal, Z.A. (2020). Design optimization and experimental analysis of externally fired gas turbine system fuelled by biomass. *Energy*, *198*, 117340. https://doi.org/10.1016/j.energy.2020.117340
[5] Wajs, J., Kura, T., Mikielewicz, D., Fornalik-Wajs, E., Mikielewicz, J. (2022). Numerical analysis of high temperature minichannel heat exchanger for recuperative microturbine system. *Energy*, *238*, 121683. https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.121683
[6] Pantaleo, A., Camporeale, S., Shah, N. (2013). Thermo-economic assessment of externally fired micro-gas turbine fired by natural gas and biomass. applications in Italy. *Energy Conversion and Management*, *75*, 202–213. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2013.06.017
[7] Khanmohammadi, S., Atashkari, K., Kouhikamali, R. (2015). Exergoeconomic multi-objective optimization of an externally fired gas turbine integrated with a biomass gasifier. *Applied Thermal Engineering*, *91*, 848–859. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.08.080
[8] Marchionni, M., Bianchi, G., Tassou, S.A. (2018). Techno-economic assessment of Joule-Brayton cycle architectures for heat to power conversion from high-grade heat sources using CO_2 in the supercritical state. *Energy*, *148*, 1140–1152. https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.02.005
[9] de Mello, P., Monteiro, D. (2012). Thermodynamic study of an EFGT (externally fired gas turbine) cycle with one detailed model for the ceramic heat exchanger. *Energy*, *45*, 497–502. http://dx.doi.org/10.1016/j.energy.2012.01.003
[10] Haunstetter, J., Dreißigacker, V., Zunft, S. (2019). Ceramic high temperature plate fin heat exchanger: Experimental investigation under high temperatures and pressures. *Applied Thermal Engineering*, *151*, 364–372. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.015
[11] Zhang, P., Ma, T., Li, W.-D., Ma, G.-Y., Wang, Q.-W. (2018). Design and optimization of a novel high temperature heat exchanger for waste heat cascade recovery from exhaust flue gases. *Energy*, *160*, 3–18. https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.06.216
[12] de la Torre, R., François, J.-L., Lin, C.-X. (2021). Optimization and heat transfer correlations development of zigzag channel printed circuit heat exchangers with helium fluids at high temperature. *International Journal of Thermal Science*, *160*, 106645, https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2020.106645
[13] Al-attab, K.A., Zainal, Z.A. (2010). Performance of high-temperature heat exchangers in biomass fuel powered externally fired gas turbine systems. *Renewable Energy*, *35* (5), 913–920. https://doi.org/10.1016/j.renene.2009.11.038
[14] Baina, F., Malmquist, A., Alejo, L., B. Palm, B., Fransson, T.H. (2015). Analysis of high temperature heat exchanger for an externally-fired micro gas turbine. *Applied Thermal Engineering*, *75*, 410–420, https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2014.10.014
[15] Wang, Q., Zeng, M., Ma, T., Du, X., Yang, J. (2014). Recent development and application of several high-efficiency surface heat exchangers for energy conversion and utilization. *Applied Energy, 135*, 748–777. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.05.004
[16] Kardaś, D., Polesek-Karczewska, S. (2025). Optimizing a 1.4 MW combined heat and power system: Efficiency in the light of high-temperature heat exchanger performance. *Energy*, 332, 136937. https://doi.org/10.1016/j.energy.2025.136937
[17] Kardaś, D., Wardach-Święcicka, I., Grajewski, A. (2022) Partially transient one-dimensional thermal-flow model of a heat exchanger, upwind numerical solution method and experimental

verification, Archives of Thermodynamics, 43(4), pp. 63–83.
https://doi.org/10.24425/ather.2022.144406
[18] Kardaś, D., Polesek-Karczewska, S., Turzyński, T., Wardach-Święcicka, I., Heda, Ł., Szymborski, J., Hercel, P. (2024). The red-hot air furnace for an externally fired gas turbine power unit – Designing aspects and performance testing. *Applied Thermal Engineering*, *236*, 121–552, https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.121552
[19] Kardaś, D., Polesek-Karczewska, S., Wardach-Święcicka, I. (2023). An in-house numerical code to assist in designing a small-scale red-hot air furnace. *Archives of Thermodynamics*, 44(4), 43–61, https://doi.org/10.24425/ather.2023.149708

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_12

Controlled water flow maldistribution and heat-transfer-related entropy generation in a cross-flow tube-and-fin heat exchanger

TOMASZ BURY[1], MAŁGORZATA HANUSZKIEWICZ-DRAPAŁA[1]

[1] Silesian University of Technology, Faculty of Energy and Environmental Engineering
Konarskiego 18, 44–100 Gliwice, Poland
[1] e-mail: tomasz.bury@polsl.pl, Malgorzata.hanuszkiewicz-drapala@polsl.pl

Keywords: entropy generation, flow maldistribution, second law analysis, cross-flow heat exchanger, CFD

Flow maldistribution in heat exchangers is usually considered an undesirable phenomenon, leading to lower thermal performance, uneven temperature fields, increased pressure losses and higher irreversibility. Therefore, most design and optimization procedures aim at making the distribution of working fluids as uniform as possible. However, when one of the fluids is supplied to the exchanger in an inevitably non-uniform way, uniform distribution of the second fluid may not represent the most favourable thermal state.

The present paper discusses this issue on the basis of a one-row water–air cross-flow tube-and-fin heat exchanger. The study continues a series of experimental and numerical investigations devoted to finned cross-flow heat exchangers operating under non-uniform flow conditions. In the analysed case, the air velocity distribution at the exchanger inlet was measured using a computer-controlled thermo-anemometric system, while the water flow distribution between individual tubes was determined using a validated hydraulic model. The thermal-hydraulic behaviour of the exchanger was simulated using a CFD-based model developed in ANSYS Fluent and validated against experimental data.

Three operating variants were compared: uncontrolled non-uniform water distribution resulting from the hydraulic characteristics of the exchanger, uniform water distribution, and controlled non-uniform water distribution adjusted to the measured air velocity field. For each case, local temperature fields and heat transfer rates were used to evaluate entropy generation associated with heat transfer at finite temperature differences. The analysis was performed for a representative high-temperature operating point.

The results show that controlled non-uniform water distribution increased the heat transfer rate compared with both uncontrolled and uniform water distribution. Although the absolute heat-transfer-related entropy generation also increased due to the higher transferred heat rate, the normalized entropy generation indicator remained close to the uncontrolled case and lower than in the uniform distribution case. This indicates that controlled redistribution of water may improve thermal performance without a proportional deterioration of the second-law quality of the heat transfer process.

The results suggest that flow maldistribution should not always be treated only as a defect to be eliminated. Under non-ideal inlet conditions, properly controlled maldistribution of one fluid may become an additional design variable for improving the thermal use of cross-flow heat exchanger surfaces.

Introduction

Heat exchangers are commonly analysed using simplified assumptions concerning the uniform distribution of working fluids, one-dimensional heat transfer and averaged values of temperatures and heat transfer coefficients. Such assumptions are useful in engineering calculations and are often sufficient at the preliminary design stage. However, they may become inadequate when the real device operates under strongly non-uniform inlet conditions. In practical installations, flow maldistribution may result from the geometry of inlet ducts, manifolds and headers, compact arrangement of heat exchanger cores, fouling, manufacturing tolerances or non-ideal operating conditions. As a consequence, the local heat transfer rate, temperature field and pressure losses may differ significantly from those predicted using classical design methods [1, 2].

The problem is particularly important in compact and finned cross-flow heat exchangers, where the gas-side flow field is often strongly affected by upstream elements of the installation. Even if the total mass flow rates of both fluids are known, the local distribution of heat capacity rates may be far from uniform. This leads to non-uniform utilization of the heat transfer surface, local overheating or undercooling of selected regions, increased temperature differences and additional hydraulic losses. Therefore, flow maldistribution is usually considered an undesirable phenomenon which should be reduced by appropriate design of manifolds, headers and inlet sections. Previous experimental and numerical studies confirmed that non-uniform flow of working media may significantly decrease the thermal performance of finned cross-flow heat exchangers [6–10].

The authors and their co-workers have investigated this issue for several configurations of water–air tube-and-fin cross-flow heat exchangers. Earlier studies focused mainly on the influence of non-uniform gas inflow on heat exchanger effectiveness, development of experimental methods for measuring inlet and outlet air velocity fields, and numerical modelling of thermal and hydraulic processes under non-uniform boundary conditions [6, 7]. Further works included the evaluation of selected methods of mitigating the negative impact of flow maldistribution, the development of numerical models for exchangers with non-uniform flow of media, and the comparison of simplified finite-difference approaches with CFD-based models [8–10]. These studies showed that the proper representation of real inlet conditions is essential for reliable prediction of heat exchanger performance.

In more recent works, the research perspective has gradually shifted from the mitigation of unwanted maldistribution to the intentional shaping of the flow distribution. It was shown that, under selected operating conditions, a controlled non-uniform inflow of one of the working media may improve the performance of a tube-and-fin cross-flow heat exchanger when compared not only with uncontrolled maldistribution, but also with idealized uniform inflow [11, 12]. This observation suggests that flow uniformity should not always be treated as the only desirable design target. If one of the fluids is inevitably supplied in a non-uniform way, a properly adjusted distribution of the second fluid may improve local matching between heat transfer capacity rates and support more balanced utilization of the exchanger core.

However, the assessment of such a concept should not be limited to the first-law performance indicators, such as heat transfer rate or thermal effectiveness. A heat exchanger may transfer a larger amount of heat while still operating with significant thermodynamic irreversibilities caused by finite temperature differences and pressure losses. For this reason, the second-law approach provides a more complete basis for evaluating the quality of heat transfer processes. Entropy generation

minimization has been widely used as a method of thermodynamic optimization of thermal systems, including heat exchangers and convective heat transfer processes [3–5]. From this point of view, the main design objective is not only to increase the heat transfer rate, but also to reduce the irreversibility associated with the process.

The present paper applies this perspective to the analysis of controlled flow maldistribution in a one-row water–air cross-flow tube-and-fin heat exchanger. The study is based on experimental data and validated numerical models developed for a heat exchanger with ten round finned tubes. The air velocity field at the heat exchanger inlet was measured experimentally, while the distribution of water flow between individual tubes was determined using a hydraulic model. These data were then used in a CFD-based thermal-hydraulic model, allowing the local heat transfer rates and temperature fields to be evaluated.

The main objective of this work is to compare three variants of water flow distribution: uncontrolled non-uniform distribution resulting from the hydraulic characteristics of the exchanger, idealized uniform distribution, and controlled non-uniform distribution adjusted to the measured air velocity field. The comparison is performed using heat-transfer-related entropy generation as the main second-law indicator. The quantitative analysis is limited to the thermal contribution resulting from heat transfer at finite temperature differences, while the hydraulic contribution associated with pressure losses is discussed qualitatively as an important limitation of the proposed concept. The aim is to verify whether controlled liquid-side maldistribution may improve heat transfer performance while maintaining a favourable level of entropy generation intensity.

1. Analysed heat exchanger and experimental basis

1.1. Analysed heat exchanger

The object considered in this study is a one-row water–air cross-flow tube-and-fin heat exchanger. The exchanger core consists of ten round steel tubes arranged in one row. The tubes are finned with round aluminium fins spirally rolled onto the outer tube surfaces. The finned tubes are connected by inlet and outlet water manifolds. The water inlet nozzle is located in the upper part of the inlet manifold, while the outlet nozzle is placed diagonally in the lower part of the outlet manifold. Such a configuration may lead to a non-uniform distribution of water flow rate between individual tubes, depending on the total water flow rate and hydraulic resistance of the flow paths.

The external dimensions of the exchanger core are 485 mm in length and 290 mm in height. The general view of the analysed heat exchanger is presented in Figure 1. The basic geometry of the finned tube is shown in Figure 2. The heat exchanger was previously used as an object for the development and validation of numerical models capable of taking into account non-uniform inflow of both working media [14].

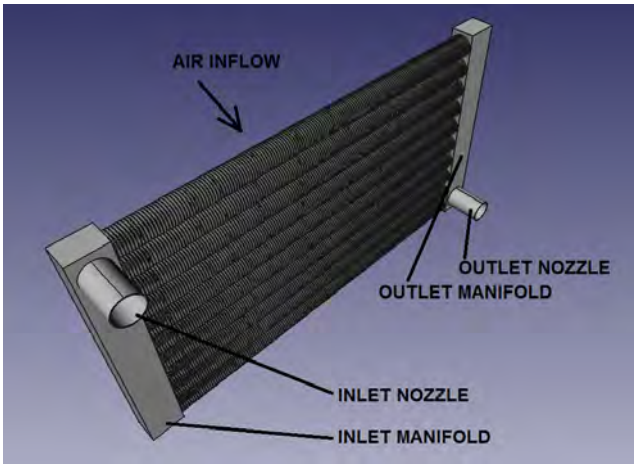


Figure 1. General view of the analysed heat exchanger
Source: own elaboration.

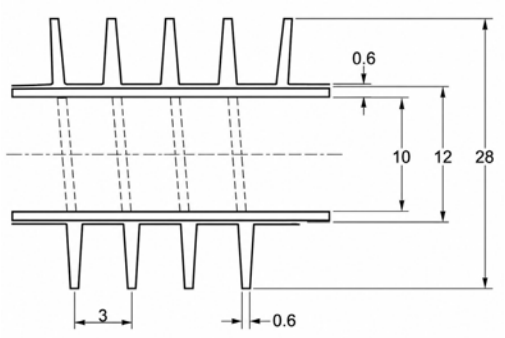


Figure 2. Details and basic dimensions of the finned tube
Source: own elaboration.

1.2. Experimental test stand and measured quantities

Experimental investigations were carried out on a modified test stand designed for thermal and hydraulic testing of air–water heat exchangers operating under non-uniform flow conditions. A simplified scheme of the test stand is shown in Figure 3. The main elements of the stand are the analysed heat exchanger, air supply duct, fan, diffuser, throttle valve, hot water supply system, measuring system and control computer.

The experimental stand used in the present work was based on research infrastructure developed during earlier projects devoted to non-uniform flow in finned cross-flow heat exchangers. The stand was designed to measure air velocity and temperature fields in the inlet and outlet cross-sections of a liquid–air heat exchanger and was subsequently extended to enable “hot” measurements with water as the heat-supplying fluid.

The air flow was generated by a medium-pressure radial fan, and the fan capacity was adjusted using an IRIS-type throttle valve. The air duct included a hydraulic development section, a filter section and a diffuser placed upstream of the heat exchanger. The air velocity and temperature fields were measured using a single-wire hot-wire thermo-anemometric sensor mounted on a computer-controlled positioning system. The sensor position in the measurement plane was controlled automatically, which made it possible to perform measurements in predefined regular or non-regular grids. In the analysed measurement series, a regular 14 × 10 grid was used; thus, the inlet cross-section was divided into 140 measurement fields assigned to the active area of the heat exchanger core.

The measurement procedure was automated. Before each measurement series, the measurement grid, sensor characteristics, measurement channel, sampling time and number of repetitions in each measurement node were defined in configuration files. In the measurements used in the present analysis, a sampling time of 5 s and 30 repetitions were applied for each measurement node. At each point of the grid, local air velocity and temperature were recorded after reaching steady operating conditions. The recorded data were statistically processed; mean values were calculated and outliers were rejected according to the adopted confidence level. The velocity field presented in Figure 4 therefore represents a steady-state, time-averaged distribution obtained from point measurements and interpolation over the inlet cross-section.

The water circuit consisted of an electric boiler, circulation pump, control and throttling valves, a water-flow meter with current output, and a temperature measurement system. The water temperature was measured at the inlet and outlet nozzles of the heat exchanger using type K thermocouples connected to a multichannel temperature recorder. The water-side measurements were used as the primary basis for determining the heat transfer rate, because this balance was less sensitive to air-side leakage and local flow non-uniformity.

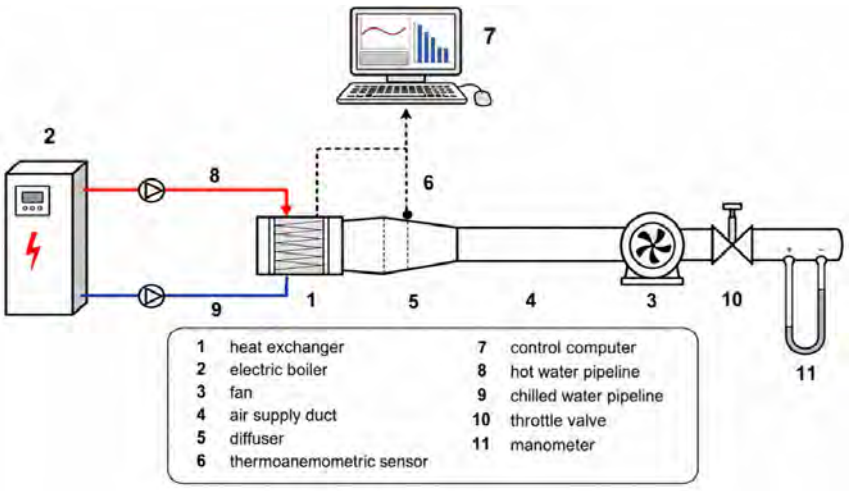


Figure 3. Simplified scheme of the experimental test stand
Source: own elaboration.

The heat transfer rate was calculated as:

$$\dot{Q} = \dot{V}_w \rho_w c_{p,w} \left(T_{w,in} - T_{w,out}\right) \quad (1)$$

where the symbols are defined in the Nomenclature section. The heat transfer rate was determined from the decrease in water enthalpy. This approach was adopted because the water-side energy balance was less sensitive to air-side leakage and local flow non-uniformity than the direct determination of heat transfer rate from air-side data.

The combined measurement uncertainty of the heat transfer rate was evaluated using the uncertainty propagation law applied to the water-side energy balance. The input quantities were the volumetric water flow rate and the inlet and outlet water temperatures. The uncertainty of water volumetric flow rate measurement was 0.6 dm³/min, while the uncertainties of the calibrated inlet and outlet water temperature measurements were 0.06 K. For the reference measurement cases considered in this work, the resulting uncertainty of heat transfer rate was in the range of approximately 2.4–2.9%.

The uncertainty of ±0.06 K used for the inlet and outlet water temperature measurements refers to the calibrated temperature measurement chain, not to the nominal tolerance class of uncalibrated type K thermocouples. The thermocouples used in the water-side measurements were individually calibrated together with the temperature recording system. Therefore, the value adopted in the uncertainty analysis represents the uncertainty of the calibrated measurement chain under the conditions of the experiment.

1.3. Reference measurement cases

The reference experimental data set included nine measurement cases. The air flow rate was kept constant and equal to 6315 m³/h, while three levels of water flow rate and three levels of water inlet temperature were applied. The water flow rate varied from approximately 15.4 to 24.5 dm³/min. The measured heat transfer rate ranged from 4.31 kW to 16.66 kW. The reference cases are summarized in Table 1.

Table 1. Reference measurement cases

Case ID	Air flow rate, m³/h	Water flow rate, dm³/min	Water inlet temperature, °C	Water outlet temperature, °C	Heat transfer rate, kW	Measurement uncertainty, %
RM1	6315	15.4	89.9	76.6	14.16	2.7
RM2	6315	15.4	70.0	61.7	8.81	2.7
RM3	6315	15.5	49.4	45.4	4.31	2.5
RM4	6315	20.1	89.7	78.7	15.26	2.8
RM5	6315	20.1	70.3	63.6	9.35	2.5
RM6	6315	20.1	49.5	46.0	4.91	2.9
RM7	6315	24.4	89.7	79.8	16.66	2.5
RM8	6315	24.4	69.9	63.9	10.06	2.4
RM9	6315	24.5	50.1	47.1	5.05	2.6

Source: own elaboration based on [14].

The measurement uncertainty reported in Table 1 refers to the experimental heat transfer rates used for model validation. Error bars are not shown in Figures 7–10, because these figures present results of deterministic numerical calculations performed for the validated model and for predefined water-flow distribution variants, rather than direct experimental measurement points.

One of the key experimental results was the measured distribution of air velocity at the heat exchanger inlet. The measurements confirmed a clearly non-uniform inflow of air to the exchanger core. In the analysed case, the maximum local air velocity was more than twice the minimum value. This confirms that the assumption of uniform gas-side inlet conditions would not represent the real operating conditions of the device. The measured air velocity field was therefore used directly as an inlet boundary condition in the numerical simulations [14].

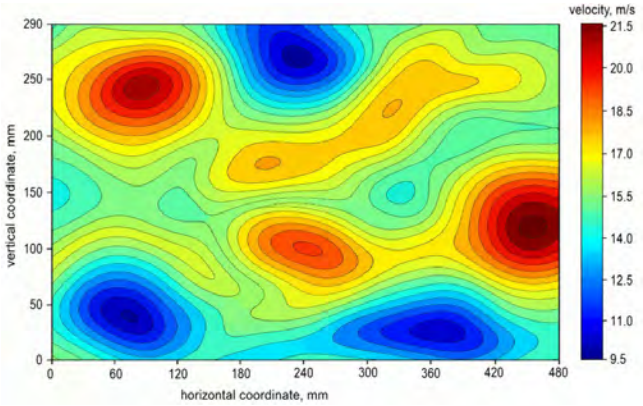


Figure 4. Example steady-state, time-averaged distribution of air velocity at the heat exchanger inlet obtained from point measurements on a regular 14 × 10 grid and interpolation over the inlet cross-section
Source: own elaboration.

The experimental data described above provide the basis for the numerical modelling stage. The measured air velocity and temperature distributions were used as boundary conditions for the thermal-hydraulic CFD model. Since the water flow rates in individual tubes could not be measured directly without significant interference in the exchanger structure, they were determined using a separate hydraulic model. Both models are briefly described and validated in the next section.

2. Numerical model and validation

2.1. Thermal-hydraulic CFD model

The thermal and flow processes in the analysed heat exchanger were simulated using a CFD-based numerical model developed in ANSYS Fluent. The model was based on the methodology previously applied to tube-and-fin cross-flow heat exchangers operating under non-uniform flow conditions [10, 13, 14]. The main assumption of this approach is that the whole exchanger can be represented by a set of repetitive elements, for which calculations are performed successively. This makes it possible to reduce the computational cost while preserving the influence of local inlet conditions on the thermal performance of the exchanger.

In the present study, the measured air velocity and temperature distributions at the exchanger inlet were used directly as boundary conditions for the CFD model. This is an important feature of the model, because the air-side inflow was strongly non-uniform and could not be reliably represented by a single averaged velocity value. The water mass flow rates in individual tubes were introduced on the basis of the hydraulic model described in Section 2.2.

Two variants of the thermal-hydraulic model were developed and tested. In the first variant, the repetitive element was defined as a short section of a single finned tube. The length of this section corresponded to the horizontal measurement step of the thermo-anemometric sensor, approximately 35 mm. In this approach, the air inlet velocity and temperature were assigned locally to each segment, while the water velocity and temperature fields obtained at the outlet of one segment were transferred as inlet conditions to the next segment.

In the second variant, the repetitive element was defined as a full-length finned tube. In this case, the boundary condition related to the air inlet was assigned as a velocity profile along the entire tube length. This variant required a larger computational domain and a denser numerical mesh, but it provided a more direct representation of the thermal and flow processes occurring along each tube.

The governing equations solved in the CFD model included the continuity equation, momentum conservation equations and energy equation. The model was supplemented with appropriate thermophysical properties of air and water and with a turbulence model. Based on the test calculations performed for several turbulence models, the transition SST model was selected for the thermal-hydraulic simulations [14].

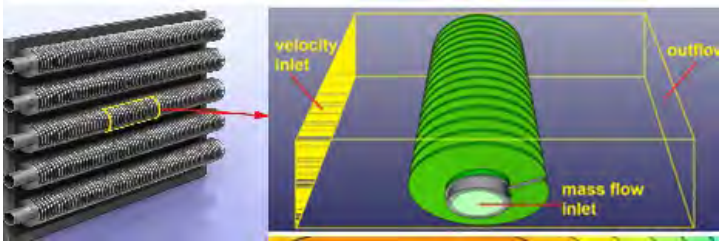


Figure 5. Concept of the repetitive-element CFD model
Source: own elaboration based on [14].

2.2. Hydraulic model of water distribution

The non-uniform air inflow to the exchanger raises an additional question concerning the distribution of water flow between individual tubes. In the analysed geometry, water is supplied through an inlet nozzle located in the upper part of the inlet header and leaves the exchanger through an outlet nozzle located diagonally in the lower part of the outlet header. Such an arrangement may result in non-uniform hydraulic resistance of individual flow paths and, consequently, in a non-uniform distribution of water between the tubes.

Direct measurement of the water flow rate in individual tubes would require significant interference in the exchanger structure. For this reason, a separate hydraulic model was developed. The computational domain of this model included the water volume inside the inlet and outlet nozzles,

headers and all heat exchanger tubes. The total water mass flow rate and inlet water temperature were taken from experimental measurements.

Previous analyses indicated that, for the considered operating conditions, heat transfer had only a minor influence on the hydraulic resistance and water distribution in the exchanger [13, 14]. Therefore, the hydraulic model was focused on the flow field and pressure losses in the water-side domain. The model made it possible to determine the water mass flow rate in each individual tube for each total water flow rate considered in the experiments.

The obtained results confirmed that the water-side flow was not perfectly uniform. Depending on the total water flow rate and tube position, the share of individual tubes in the total water flow rate varied from approximately 8.8% to 11.9%. This natural water-side maldistribution was later used as one of the reference variants in the entropy generation analysis.

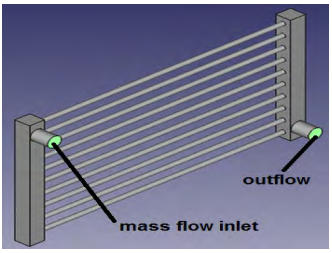


Figure 6. Geometry and boundary conditions of the hydraulic model
Source: own elaboration based on [14].

2.3. Model validation

The thermal-hydraulic model was validated by comparison with the reference experimental data described in the previous section. In each validation case, the measured air velocity and temperature fields were used as inlet boundary conditions. The water flow distribution between the tubes was obtained from the hydraulic model. The total heat transfer rate calculated numerically was then compared with the experimental heat transfer rate determined from the water-side energy balance. It should be emphasized that the validation was performed at the level of the total heat transfer rate for the whole exchanger. The CFD model provided local heat transfer rates for individual repetitive elements or tubes, depending on the model variant. These local values were not compared directly with the global experimental heat transfer rate. Instead, they were integrated over the corresponding heat-transfer surface and summed over all computational elements of the exchanger. The resulting total numerical heat transfer rate was then compared with the value obtained from the water-side energy balance. Thus, Table 2 presents a global validation of the model, while the local results are used to analyse the spatial distribution of heat transfer inside the exchanger.

The relative difference between experimental and numerical results was calculated as:

$$\delta = \left| \frac{\dot{Q}_{exp} - \dot{Q}_{num}}{\dot{Q}_{exp}} \right| \cdot 100\% \tag{2}$$

where the symbols are defined in the Nomenclature section.

The validation results are summarized in Table 2. For the first model variant, based on short tube sections, the relative differences between experimental and numerical heat transfer rates ranged from 4.7% to 6.2%. For the second model variant, based on the full-length finned tube, the differences ranged from 4.1% to 5.4%. In both cases, the average deviation was close to 5%, which was considered satisfactory for the purposes of comparative multivariant simulations.

Table 2. Validation results of the thermal-hydraulic model

Case ID	Experimental heat transfer rate, kW	Numerical heat transfer rate — model variant 1, kW	Numerical heat transfer rate — model variant 2, kW	Relative difference — variant 1, %	Relative difference — variant 2, %
RM1	14.16	14.91	14.81	5.3	4.6
RM2	8.81	9.33	9.27	5.9	5.2
RM3	4.31	4.58	4.54	6.2	5.4
RM4	15.26	15.99	15.90	4.8	4.2
RM5	9.35	9.85	9.78	5.3	4.6
RM6	4.91	5.20	5.17	5.9	5.2
RM7	16.66	17.44	17.34	4.7	4.1
RM8	10.06	10.59	10.52	5.3	4.6
RM9	5.05	5.34	5.30	5.7	5.0

Source: own elaboration based on [14].

Both model variants slightly overestimated the heat transfer rate. However, the deviations were of the same order of magnitude as the experimental uncertainty and were considered acceptable for the intended comparative analysis. The second model variant provided slightly better agreement with the experimental data, but required a higher computational effort. Therefore, the selection of the model variant for further calculations may depend on the required balance between accuracy and computational cost.

The validated model can be used as a computational tool for the analysis of different flow distribution scenarios. Its most important feature, from the point of view of the present study, is the possibility of taking into account both measured non-uniform air inflow and non-uniform water distribution between individual tubes. This enables a direct comparison of uncontrolled, uniform and controlled water-side flow distribution variants using both first-law and second-law performance indicators.

3. Entropy generation methodology

3.1. General assumptions

The evaluation of heat exchanger performance based only on the transferred heat rate does not provide complete information about the thermodynamic quality of the process. Heat transfer in a real exchanger always takes place at finite temperature differences and is accompanied by pressure losses in both working fluids. These effects are sources of irreversibility and can be quantified using the entropy generation rate. Therefore, in the present study, the comparison of different water flow distribution variants was performed using a second-law criterion.

The entropy generation analysis was based on the temperature and heat flux data obtained from the validated numerical model described in the previous section. The heat exchanger core was divided into computational elements corresponding to the repetitive segments of the CFD model. For each segment, local values of heat transfer rate and representative fluid temperatures were used to estimate the contribution to heat-transfer-related entropy generation.

The total entropy generation rate was calculated as the sum of two main contributions:

$$\dot{S}_{gen} = \dot{S}_{gen,HT} + \dot{S}_{gen,\Delta p} \tag{3}$$

where $\dot{S}_{gen,HT}$ is the entropy generation rate associated with heat transfer at finite temperature differences, and $\dot{S}_{gen,\Delta p}$ is the entropy generation rate associated with mechanical energy dissipation due to fluid friction. In the present work, the quantitative analysis was limited to $\dot{S}_{gen,HT}$. The pressure-drop contribution $\dot{S}_{gen,\Delta p}$was not evaluated quantitatively because reliable pressure drop data for all analysed flow distribution variants were not available. Therefore, the results should be interpreted as a second-law assessment of the thermal part of the process.

The following assumptions were adopted in the analysis:

- steady-state operating conditions were considered,
- heat losses to the surroundings were neglected,
- air and water properties were evaluated using local or mean temperatures obtained from the numerical model,
- the total heat transfer rate was conserved between the hot and cold fluid sides within the accuracy of the numerical solution,
- heat-transfer-related entropy generation was evaluated for the heat exchanger core, while the hydraulic contribution was discussed qualitatively.

3.2. Entropy generation due to heat transfer

The main contribution to entropy generation in a heat exchanger is usually related to heat transfer occurring at finite temperature differences. In a local control volume, the entropy generated due to heat transfer between the hot and cold fluids can be expressed as:

$$\dot{S}_{gen,HT,i} = \dot{Q}_i \left(\frac{1}{T_{c,i}} - \frac{1}{T_{h,i}} \right) \tag{4}$$

where the symbols are defined in the Nomenclature section. In the present case, water is the hot fluid and air is the cold fluid.

The total entropy generation rate due to heat transfer was obtained by summing the local contributions over all computational elements:

$$\dot{S}_{gen,HT} = \sum_{i=1}^{N} \dot{Q}_i \left(\frac{1}{T_{a,i}} - \frac{1}{T_{w,i}} \right) \tag{5}$$

where N is the number of computational elements and other symbols are defined in the Nomenclature section.

This formulation makes it possible to assess the influence of local temperature matching between the two working fluids. If a region of the exchanger is supplied with a high air flow rate but insufficient water flow rate, or conversely with excessive water flow rate and weak air-side heat transfer

conditions, local temperature differences may increase. As a result, entropy generation due to heat transfer also increases. Therefore, a controlled water flow distribution may reduce thermal irreversibility by improving the local matching of water-side and air-side heat capacity rates.

3.3. Hydraulic limitations

In addition to heat transfer irreversibility, pressure losses in the flow passages are also a source of entropy generation. In a complete second-law assessment, the contribution associated with mechanical energy dissipation should be evaluated from pressure drop data, mass flow rates and representative fluid temperatures. However, in the present study, reliable pressure drop data for all analysed water distribution variants were not available. The experimental test stand was designed primarily for thermal measurements and for mapping air velocity and temperature fields, while the pressure losses corresponding to different controlled water distributions could not be measured directly.

For this reason, the quantitative part of the present analysis is focused on entropy generation associated with heat transfer at finite temperature differences. The hydraulic aspect is treated as an important limitation of the proposed concept. A controlled redistribution of water can be considered practically favourable only if the improvement in thermal performance is not outweighed by additional pressure losses caused by flow regulation or modified header geometry. This issue should be included in future experimental and numerical studies.

3.4. Comparison indicators

The primary quantitative criterion used in this study was the heat-transfer-related entropy generation rate, $\dot{S}_{gen,HT}$. Since the analysed flow distribution variants may differ in the transferred heat rate, a normalized indicator was also introduced:

$$\psi_{HT} = \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{Q}} \tag{6}$$

where ψ_{HT} is the entropy generation rate per unit heat transfer rate and $\dot{Q}$ is the total heat transfer rate in the exchanger. This indicator expresses the entropy generation rate associated with heat transfer per unit of transferred heat. It was used to assess whether an increase in heat transfer rate is accompanied by a proportional increase in thermal irreversibility.

To express the change in the heat-transfer-related entropy generation with respect to a reference case, the following relative indicator was used:

$$R_{S,HT} = \frac{\dot{S}_{gen,HT,ref} - \dot{S}_{gen,HT,var}}{\dot{S}_{gen,HT,ref}} \cdot 100\% \tag{7}$$

where $\dot{S}_{gen,HT,ref}$ is the heat-transfer-related entropy generation rate in the reference case and $\dot{S}_{gen,HT,var}$ is the value obtained for the analysed variant. A positive value of $R_{S,HT}$ indicates a reduction in heat-transfer-related entropy generation compared with the reference case. However, because the heat transfer rates in the analysed variants are not identical, the interpretation of $R_{S,HT}$ should be combined with the normalized indicator ψ_{HT}.

4. Flow distribution variants

The main purpose of the present work was to compare different ways of distributing the water flow rate between individual tubes of the heat exchanger operating under non-uniform air-side inlet conditions. The measured air velocity field was retained in all analysed cases. Therefore, the differences between the variants resulted only from the assumed water-side flow distribution.

The total water mass flow rate was kept the same for all variants corresponding to a given operating point. This assumption made it possible to compare the influence of water distribution itself, without changing the global water supply conditions. Three variants were analysed: uncontrolled non-uniform distribution, uniform distribution and controlled non-uniform distribution.

4.1. Variant A: uncontrolled non-uniform water distribution

Variant A represents the real hydraulic behaviour of the analysed heat exchanger without any additional flow control. In this case, the water mass flow rates in individual tubes were obtained from the hydraulic model described in Section 2.2. The distribution results from the geometry of the inlet and outlet headers, the position of the nozzles and the hydraulic resistance of individual flow paths.

This variant corresponds to the natural operating condition of the exchanger. It is non-uniform, but not intentionally adjusted to the air-side velocity field. Therefore, the local water flow rate may be too high in some regions and too low in others with respect to the local air-side heat transfer capacity.

4.2. Variant B: uniform water distribution

Variant B represents an idealized case in which the total water mass flow rate is divided equally between all ten tubes. Thus, each tube receives 10% of the total water flow rate. This variant is commonly used as a reference condition, because classical heat exchanger models often assume uniform distribution of working fluids.

However, in the analysed exchanger, the air-side inlet velocity field remains strongly non-uniform. Therefore, uniform water distribution does not necessarily lead to uniform local thermal loading. In this case, the same water flow rate is supplied to regions exposed to different air-side flow intensities.

4.3. Variant C: controlled non-uniform water distribution

Variant C represents the proposed concept of intentionally shaped water flow distribution. In this case, the water flow rate supplied to individual tubes is adjusted to the measured air velocity field. The general idea is to increase the water flow rate in regions where the air-side heat transfer capacity is higher and to reduce it in regions where the air-side flow is weaker.

In the present work, the controlled distribution was determined using a proportional air-flow matching rule. The measured inlet air velocity field was divided into ten subareas corresponding to the ten heat exchanger tubes. For each tube, the air flow rate passing through the related inlet subarea was determined from the measured local velocity values. The obtained share of the total air flow rate was then used as the target share of the total water flow rate supplied to the corresponding tube. As a result, tubes located in regions of higher air flow received a larger share of the water flow, while tubes located in regions of lower air flow received a smaller share.

As follows from this definition, the total water mass flow rate remained unchanged. The redistribution of water between the tubes was therefore treated as an additional degree of freedom, rather than as a change in the global operating point. Therefore, Variant C did not represent an increase in the global water supply, but only a redistribution of the same total water flow rate between individual tubes. No separate numerical optimization procedure was applied at this stage. The controlled variant was intended to represent a simple physically based redistribution rule aimed at improving the local matching between air-side and water-side heat capacity rates.

This variant does not imply that flow maldistribution is generally beneficial. On the contrary, uncontrolled maldistribution remains a source of performance degradation. The proposed approach concerns only a controlled and physically justified redistribution of one working fluid in response to a known non-uniformity of the second fluid.

Table 3. Definition of the analysed water flow distribution variants

Variant	**Water-side distribution**	**Air-side inlet condition**	**Interpretation**
A	Uncontrolled non-uniform distribution obtained from the hydraulic model	Measured non-uniform air velocity field	Real operation without additional flow control
B	Uniform distribution; each tube receives 10% of total water flow rate	Measured non-uniform air velocity field	Idealized reference case
C	Controlled non-uniform distribution adjusted to the measured air velocity field	Measured non-uniform air velocity field	Proposed controlled maldistribution concept

Source: own elaboration.

The comparison of these three variants makes it possible to distinguish between two different meanings of flow maldistribution. The first one is accidental or uncontrolled maldistribution, which results from the geometry of the device and may deteriorate its performance. The second one is controlled maldistribution, which is intentionally introduced to improve local thermal matching under unavoidable non-uniform inlet conditions. The following section discusses whether such controlled redistribution can improve heat transfer performance while maintaining a favourable level of heat-transfer-related entropy generation intensity.

5. Results and discussion

5.1. Air-side flow maldistribution

The first step of the analysis was to characterize the non-uniformity of the air velocity field at the heat exchanger inlet. The measured velocity distribution confirmed that the exchanger core was supplied under strongly non-uniform gas-side conditions. As shown in Figure 4, the air velocity field was strongly non-uniform: the local air velocity varied significantly over the inlet cross-section, and the maximum value was more than twice the minimum value [14]. This means that the assumption of a uniform air inlet velocity would not represent the actual operating conditions of the exchanger.

The non-uniform air velocity field directly affects the local heat transfer intensity. Regions supplied with higher air velocity are characterized by higher local heat transfer potential, while regions with lower velocity contribute less effectively to the overall heat transfer process. As a result, the local thermal load of individual tubes is not uniform. This observation is important because it provides the physical basis for considering a non-uniform water-side distribution. If the air-side flow is non-uniform, an equal water flow rate supplied to each tube does not necessarily lead to the best thermodynamic matching between the two fluids.

For this reason, the measured air velocity distribution was retained in all analysed variants. The comparison presented below focuses on the influence of water-side distribution under the same air-side inlet conditions.

5.2. Natural water-side maldistribution

The hydraulic model showed that the water flow rate was also not distributed uniformly between the tubes. In the uncontrolled case, corresponding to Variant A, the share of individual tubes in the total water flow rate depended on their position in the exchanger and on the hydraulic resistance of the flow paths. For the analysed operating points, the water flow share in a single tube varied approximately from 8.8% to 11.9% [14].

Although this range may seem moderate, it is important to note that the natural water-side maldistribution is not intentionally related to the air-side velocity field. It results from the geometry of the headers and the location of the inlet and outlet nozzles. Therefore, the zones receiving higher water flow rate do not necessarily correspond to the regions where the air-side heat transfer capacity is higher.

This mismatch is the key mechanism responsible for additional thermal irreversibility. In some parts of the exchanger, the local water flow rate may be excessive in relation to the air-side capacity. In other regions, the water flow rate may be insufficient to effectively use the available air-side heat transfer potential. Both situations may increase local temperature differences and lead to higher entropy generation.

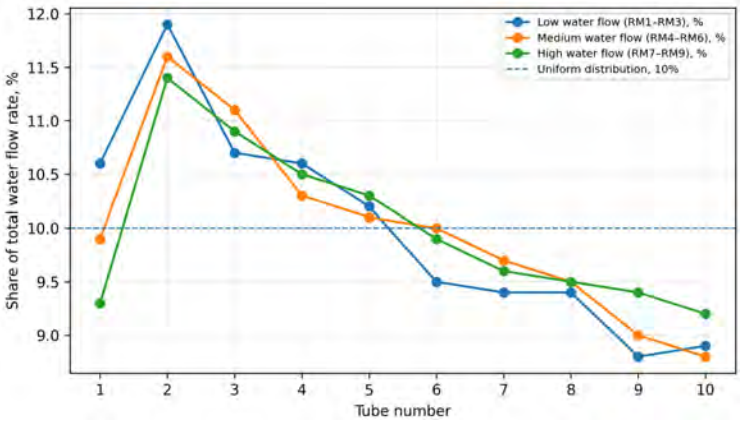


Figure 7. Water flow distribution between tubes for the uncontrolled case
Source: own elaboration based on [14].

As shown in Figure 7, the natural water-side distribution is not uniform for any of the analysed total water flow rates. The highest share of the total water flow rate is observed for tube No. 2, while the lowest values occur for the last tubes of the exchanger. The deviation from the ideal 10% share decreases slightly with increasing total water flow rate, but the general tendency remains similar. This confirms that the water-side maldistribution is mainly governed by the geometry of the headers and nozzle arrangement.

5.3. Comparison of water flow distribution variants

The three analysed variants differ only in the assumed distribution of water flow rate between the tubes. The total water flow rate and the measured air-side inlet condition were kept unchanged. This allows the effect of water redistribution to be isolated from the influence of the global operating point.

Variant A represents the uncontrolled distribution resulting from the hydraulic model. Variant B assumes equal water flow rate in all tubes. Variant C represents controlled non-uniform distribution adjusted to the measured air-side velocity field. The resulting distributions are compared in Figure 8.

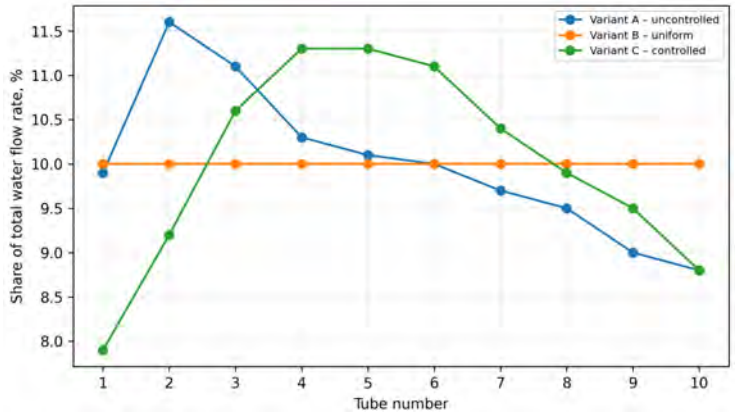


Figure 8. Comparison of water flow distribution variants
Source: own elaboration.

The uniform distribution, Variant B, gives the same water flow share in each tube. However, this does not reflect the non-uniform air-side demand. In contrast, Variant C redistributes water towards the tubes exposed to higher air-side flow intensity. As a result, the local water-side heat capacity rate becomes better matched to the local air-side heat transfer conditions. Compared with Variant A, the controlled distribution shifts a larger share of the water flow towards the central tubes, which are associated with higher air-side flow intensity, while reducing the flow supplied to the edge tubes.

5.4. Influence on local heat transfer

The redistribution of water between the tubes affects the local heat transfer rate and temperature field in the exchanger core. In the uncontrolled case, the local heat transfer distribution results from the simultaneous influence of measured air-side maldistribution and natural water-side maldistribution. Since these two distributions are not correlated, some parts of the exchanger may operate under unfavourable thermal conditions.

In the uniform case, the water-side maldistribution is eliminated, but this does not necessarily lead to optimal operation. Each tube receives the same water flow rate, although the local air velocity and heat transfer capacity vary over the exchanger height and length. Therefore, uniform water distribution may reduce hydraulic imbalance, but it does not fully compensate for the non-uniform air-side inlet condition.

The controlled distribution modifies the water flow rate in such a way that regions with higher air-side heat transfer potential receive a larger share of the water flow. This improves local thermal matching and leads to a more balanced use of the heat transfer surface. As a consequence, local temperature differences are reduced in the most thermally loaded regions.

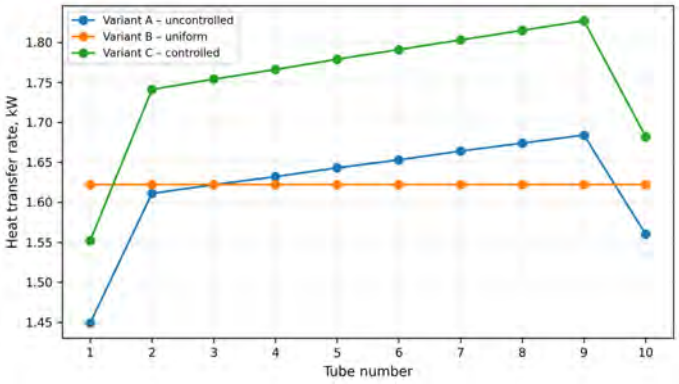


Figure 9. Tube-by-tube heat transfer rate for the analysed variants
Source: own elaboration.

The tube-by-tube heat transfer rates shown in Figure 9 were obtained by summing the local heat transfer contributions calculated for the computational elements assigned to each tube. Their sum gives the total heat transfer rate reported for each analysed variant in Table 4.

As shown in Figure 9, the controlled water distribution results in the highest heat transfer rate for most tubes. The increase is particularly visible in the central part of the exchanger, where a larger share of water flow is supplied in response to the higher air-side flow intensity. The uniform distribution gives an almost constant tube-by-tube heat transfer rate, while the uncontrolled distribution reflects the combined effect of natural water maldistribution and the measured non-uniform air inflow.

5.5. Heat-transfer-related entropy generation

The changes in local temperature fields directly influence entropy generation associated with heat transfer at finite temperature differences. The calculated values of heat-transfer-related entropy generation are summarized in Table 4. The analysis was performed for the representative operating point RM7, corresponding to the highest water flow rate and the water inlet temperature of 89.7°C.

Table 4. Heat-transfer-related entropy generation for the analysed variants

Variant	**Heat transfer rate, kW**	$\dot{S}_{gen,HT}$, **W/K**	ψ_{HT}, **W/(K·kW)**	**Change in $\dot{Q}$ relative to Variant A, %**
A — uncontrolled non-uniform distribution	16.191	8.355	0.5160	reference
B — uniform distribution	16.217	8.467	0.5221	+0.16
C — controlled non-uniform distribution	17.510	9.066	0.5178	+8.14

Source: own elaboration.

The controlled non-uniform distribution resulted in the highest heat transfer rate among the analysed variants. Compared with the uncontrolled case, the heat transfer rate increased by approximately 8.1%. This confirms that adjusting the water distribution to the measured air velocity field improves the thermal use of the exchanger core.

At the same time, the absolute heat-transfer-related entropy generation also increased. This is expected, because a larger amount of heat is transferred at finite temperature differences. Therefore, the variants should not be compared only on the basis of $\dot{S}_{gen,HT}$. The normalized indicator ψ_{HT}provides additional information about the thermodynamic intensity of the heat transfer process. For the controlled distribution, $\psi_{HT}$was lower than for the uniform distribution and only slightly higher than for the uncontrolled case.

5.6. Hydraulic aspect of the proposed concept

The present quantitative analysis was limited to the thermal contribution to entropy generation. Pressure losses were not included because reliable pressure drop data for all analysed water distribution variants were not available. This limitation is important from the point of view of practical implementation. A controlled redistribution of water between tubes would require either additional regulating elements or a modified header design, which may increase hydraulic resistance.

Therefore, the results should be interpreted as a demonstration of the thermal potential of controlled water-side maldistribution. A complete second-law optimization should also include the entropy generation associated with pressure losses. This issue is particularly important if the controlled distribution is to be implemented by active throttling or by additional flow-regulating elements.

5.7. Normalized second-law assessment

Figure 10 compares the normalized heat-transfer-related entropy generation indicator for the analysed variants. The highest value of $\psi_{HT}$was obtained for the uniform water distribution. This means that, under the measured non-uniform air-side inlet conditions, equal water flow rates in all tubes did not provide the most favourable second-law thermal behaviour.

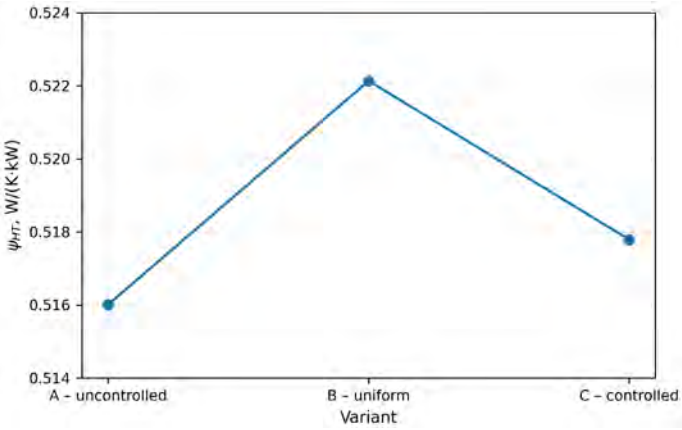


Figure 10. Normalized heat-transfer-related entropy generation for the analysed variants
Source: own elaboration.

The controlled distribution gave a lower value of ψ_{HT} than the uniform case, while providing a significantly higher heat transfer rate. This result supports the view that flow uniformity itself should not always be treated as the primary objective. When the air-side flow field is non-uniform, the more relevant objective is to improve the local matching between the air-side and water-side heat capacity rates.

5.8. Physical interpretation

The obtained results suggest that the negative effect of flow maldistribution should be interpreted more precisely. It is not the non-uniformity itself that is always harmful, but rather the mismatch between the local flow distribution and the local heat transfer capacity of the exchanger.

In the uncontrolled case, the water-side distribution is governed by hydraulic conditions and is not adapted to the measured air-side velocity field. In the uniform case, the water distribution is idealized and balanced from the hydraulic point of view, but it is still not adapted to the non-uniform air-side flow. In the controlled case, the water flow rate is intentionally redistributed to improve the local matching between both fluids.

This interpretation changes the role of maldistribution in heat exchanger analysis. Uncontrolled maldistribution remains an undesirable phenomenon. However, controlled maldistribution may become a useful design or operational tool when one of the working fluids is inevitably supplied in a non-uniform way. The practical objective is therefore not necessarily to make all flow rates uniform, but to shape them in such a way that the exchanger surface is used more effectively and the increase in heat transfer rate is achieved without a proportional increase in heat-transfer-related irreversibility.

Conclusions

The present paper discusses the possibility of using controlled water-side flow maldistribution as a tool for improving the thermal performance of a one-row water–air cross-flow tube-and-fin heat exchanger operating under non-uniform air-side inlet conditions. The analysis was based on experimental data

and validated numerical models, including a CFD-based thermal-hydraulic model and a separate hydraulic model used to determine the natural water distribution between individual tubes.

The main conclusions can be summarized as follows:

1. The measured air velocity field at the inlet to the analysed heat exchanger was strongly non-uniform. Therefore, the assumption of uniform air inflow would not properly represent the real operating conditions of the device.
2. The natural water distribution resulting from the geometry of headers and nozzles was also non-uniform. However, this uncontrolled maldistribution was governed by hydraulic conditions and was not intentionally matched to the air-side velocity field.
3. Uniform water distribution, although often treated as an idealized reference condition, is not necessarily the most favourable thermal state when the gas-side flow field is non-uniform. Equal water flow rates in all tubes do not guarantee local matching between water-side and air-side heat transfer capacity.
4. The controlled non-uniform water distribution allowed better adjustment of local water flow rates to the measured air-side flow intensity. For the representative RM7 case, this increased the heat transfer rate by approximately 8.1% compared with the uncontrolled distribution.
5. The absolute heat-transfer-related entropy generation increased for the controlled distribution because a larger amount of heat was transferred. However, the normalized entropy generation indicator remained close to the uncontrolled case and lower than in the uniform distribution case. This indicates that controlled redistribution of water can improve thermal performance without a proportional deterioration of the second-law thermal quality of the process.
6. The proposed interpretation does not contradict the common view that uncontrolled flow maldistribution is harmful. Rather, it shows that properly controlled maldistribution can be treated as an additional design or operational variable. The key issue is not whether the flow distribution is uniform, but whether it is locally matched to the thermal conditions in the exchanger core.

The obtained results support a broader interpretation of heat exchanger operation under non-uniform flow conditions. In practical terms, this approach may be useful in the design of compact heat exchangers, air coolers and recovery systems in which perfectly uniform gas-side inflow is difficult or impossible to achieve. Further work should include optimization of the controlled distribution, experimental verification using a multi-section flow regulator and quantitative assessment of pressure losses.

Acknowledgements

This work was supported by statutory research funds of the Faculty of Energy and Environmental Engineering, Silesian University of Technology.

Nomenclature

c_p	specific heat capacity	J/(kg·K)
c_{pw}	specific heat capacity of water	J/(kg·K)
$\dot{m}$	mass flow rate	kg/s

$\dot{m}_a$	air mass flow rate	kg/s
$\dot{m}_w$	water mass flow rate	kg/s
N	number of computational elements	–
$\dot{Q}$	heat transfer rate	W
$\dot{Q}_{exp}$	experimental heat transfer rate	W
$\dot{Q}_i$	heat transfer rate in the (i)-th computational element	W
$\dot{Q}_{num}$	numerical heat transfer rate	W
$R_{S,HT}$	relative change in heat-transfer-related entropy generation	%
$\dot{S}_{gen}$	total entropy generation rate	W/K
$\dot{S}_{gen,\Delta p}$	entropy generation rate associated with pressure losses	W/K
$\dot{S}_{gen,HT}$	entropy generation rate associated with heat transfer	W/K
$\dot{S}_{gen,HT,i}$	heat-transfer-related entropy generation rate in the (i)-th element	W/K
$\dot{S}_{gen,HT,ref}$	heat-transfer-related entropy generation rate in the reference case	W/K
$\dot{S}_{gen,HT,var}$	heat-transfer-related entropy generation rate in the analysed variant	W/K
T	temperature	K
T_a	air temperature	K
$T_{a,i}$	representative air temperature in the (i)-th computational element	K
$T_{a,j}$	representative air temperature in the (j)-th air-side element	K
T_c	representative temperature of the cold fluid	K
$T_{c,i}$	representative temperature of the cold fluid in the (i)-th element	K
T_h	representative temperature of the hot fluid	K
$T_{h,i}$	representative temperature of the hot fluid in the (i)-th element	K
T_w	water temperature	K
$T_{w,i}$	representative water temperature in the (i)-th computational element	K
$T_{w,k}$	representative water temperature in the (k)-th water-side element or tube	K
$T_{w,in}$	water temperature at the heat exchanger inlet	K
$T_{w,out}$	water temperature at the heat exchanger outlet	K
$\dot{V}_w$	volumetric water flow rate	m³/s
δ	relative difference between experimental and numerical results	%
ρ	density	kg/m³
ρ_a	air density	kg/m³
ρ_w	water density	kg/m³
ψ_{HT}	heat-transfer-related entropy generation rate per unit heat transfer rate	W/(K·kW)

References

[1] Shah, R. K., London, A. L. (1978). Laminar flow forced convection in ducts: A source book for compact heat exchanger analytical data. Academic Press.
[2] Kays, W. M., London, A. L. (1984). Compact heat exchangers (3rd ed.). McGraw-Hill.
[3] Bejan, A. (1996). Entropy generation minimization: The method of thermodynamic optimization of finite-size systems and finite-time processes. CRC Press.
[4] Bejan, A. (2013). Convection heat transfer (4th ed.). Wiley.
[5] Cengel, Y. A., Ghajar, A. J. (2020). Heat and mass transfer: Fundamentals and applications (6th ed.). McGraw-Hill.
[6] 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, 31(4), 133–144.
[7] Bury, T. (2012). Impact of a medium flow maldistribution on a cross-flow heat exchanger performance. In Heat exchangers – Basics design applications. IntechOpen. https://doi.org/10.5772/33111
[8] Bury, T., Składzień, J. (2013). Evaluation of selected methods of mitigation of media flow maldistribution impact in finned cross-flow heat exchangers. International Journal of Thermodynamics, 16(4), 189–195. https://doi.org/10.5541/ijot.473
[9] Hanuszkiewicz-Drapała, M., Bury, T., Widziewicz, K. (2013). Numerical model of a cross-flow heat exchanger with non-uniform flow of media. Journal of Power Technologies, 93(5), 295–302.
[10] Bury, T., Hanuszkiewicz-Drapała, M., Widziewicz, K. (2018). The finite difference method and the numerical approach for modelling the maldistribution of the flow of media in tube-and-fin cross-flow heat exchangers. Heat Transfer Engineering, 39(13–14), 1179–1191.
[11] Bury, T., Hanuszkiewicz-Drapała, M. (2021). Numerical and experimental analysis of a tube-and-fin cross-flow heat exchanger with a controlled non-uniform inflow of gas. E3S Web of Conferences, 323, 00005.
[12] Bury, T., Hanuszkiewicz-Drapała, M. (2023). Shaping a non-uniform inflow of mediums to enhance the performance of a double-row fin-and-tube crossflow heat exchanger. Heat Transfer Engineering, 44(11–12), 912–925. https://doi.org/10.1080/01457632.2022.2113447
[13] Bury, T., Hanuszkiewicz-Drapała, M. (2023). Experimental and numerical analysis of the impact of a liquid flow rate on the operational performance of a cross-flow tube-and-fin heat exchanger. Archives of Thermodynamics, 44(4), 405–426. https://doi.org/10.24425/ather.2023.149721
[14] Bury, T., Hanuszkiewicz-Drapała, M. (2023). Development and validation of a numerical model of a round tube-and-fin crossflow heat exchanger working at non-uniform inflow of mediums. Paper presented at the VI International Scientific and Technical Conference “Modern Power Systems and Units” — WTiUE 2023, 24–26 May 2023, Cracow University of Technology, Kraków, Poland.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_13

Badania eksperymentalne konwekcji Rayleigha-Bénarda w układach z bidyspersyjnymi strukturami porowatymi

PAWEŁ DĄBROWSKI[1], MARK TUMMERS[2], KAMEL HOOMAN[2]

[1] Politechnika Gdańska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Okrętownictwa
ul. Narutowicza 11/12, 80–233 Gdańsk
[2] Delft University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering
Mekelweg 2, 2628 CF Delft
[1] e-mail: pawel.dabrowski@pg.edu.pl

Słowa kluczowe: bidyspersyjne struktury porowate, konwekcja swobodna, chłodzenie elektroniki, Rayleigh-Bénard

Centra danych umożliwiają efektywne organizowanie, przechowywanie, przetwarzanie oraz udostępnianie danych cyfrowych. Jednym z ich kluczowych elementów infrastruktury, obok sprzętu elektronicznego, jest system chłodzenia, który musi zapewniać odpowiednią wydajność cieplną w celu zapobieżenia przegrzewaniu urządzeń, a w konsekwencji utracie danych. W związku z dynamicznym rozwojem sztucznej inteligencji, inżynierii obliczeniowej oraz przetwarzania w chmurze, zużycie energii elektrycznej przez systemy chłodzenia może stanowić nawet 45% całkowitego zapotrzebowania energetycznego centrów danych. Dodatkowo, rosnące gęstości strumienia ciepła generowane przez nowoczesne komponenty elektroniczne wymuszają opracowywanie zaawansowanych technologii chłodzenia. W ostatnich latach szczególną uwagę poświęca się technologiom chłodzenia cieczą, w tym zwłaszcza chłodzeniu zanurzeniowemu.

Chłodzenie zanurzeniowe polega na bezpośrednim zanurzeniu szaf rack w cieczy chłodzącej, która odbiera ciepło z powierzchni urządzeń elektronicznych. Ze względu na znaczną wysokość szaf rack, w analizach nie można pominąć wpływu konwekcji swobodnej. Dodatkowym wyzwaniem modelowania jest niejednorodna struktura urządzeń elektronicznych, które nie stanowią monolitycznych obiektów wykonanych z jednego materiału. Z tego względu powinny być one traktowane jako media porowate. Ponadto rozmieszczenie wielu szaf rack w przestrzeni chłodzonej prowadzi do powstania układu o charakterze bidyspersyjnej struktury porowatej (BDSP), co dodatkowo komplikuje analizę transportu ciepła.

Celem pracy jest szczegółowa analiza eksperymentalna monodyspersyjnych struktur porowatych (MDSP) oraz bidyspersyjnych struktur porowatych (BDSP) w warunkach konwekcji swobodnej typu Rayleigha–Bénarda (Ra-Be). Oprócz podstawowych analiz obejmujących wpływ liczby Rayleigha oraz mikroporowatości na intensywność wymiany ciepła, zbadano i scharakteryzowano różnice pomiędzy konfiguracjami przyłączonymi i odłączonymi. W przypadku geometrii odłączonych przeanalizowano również wpływ zróżnicowanej odległości pomiędzy medium porowatym a ścianą.

Wstęp

Termin BDSP został wprowadzony przez Chena i in. [1] w roku 2000 i zgodnie z ich definicją BDSP stanowi układ dużych skupisk cząstek, które są aglomeracjami małych cząstek, dlatego BDSP można uznać za monodyspersyjne struktury porowate (MDSP), w którym każda cząstka stała została zastąpiona medium o danej mikroporowatości. Od momentu sformułowania tej definicji BDSP wzbudziło duże zainteresowanie wielu badaczy zajmujących się wymianą ciepła i masy.

Nield i Kuznetsov [2] w swojej pionierskiej pracy wprowadzili model, umożliwiający symulację przepływu płynów w stanie ustalonym oraz wymiany ciepła w BDSP. Pomimo tego, że model ten stał się bardzo popularny [3,4], zawiera on dwa nieznane parametry i nadal brakuje jego walidacji eksperymentalnej. Istnieje kilka prac eksperymentalnych dotyczących MDSP w warunkach konwekcji swobodnej, wymuszonej i mieszanej [5–10]. Liczba badań eksperymentalnych dotyczących BDSP jest znacznie mniejsza [11–14], a badania te nie są przeprowadzane w sześciennej komorze Rayleigha-Bénarda (Ra-Be). Jednakże, istnieje wiele badań numerycznych i analitycznych dotyczących MDSP lub BDSP w warunkach konwekcji swobodnej oraz mieszanej, zrealizowanych w komorze Ra-Be [15–20].

Niektórzy badacze próbują określić, jakie parametry BDSP wpływają na wymianę ciepła i masy podczas konwekcji swobodnej [20]. Inni, np. Hu i in. [21] dążą do zidentyfikowania odpowiednich układów mediów porowatych w celu intensyfikacji wymiany ciepła w układach chłodzenia elektroniki. Porównano geometrie BDSP przyłączone do ściany (odległość struktur od ściany równa 0) i odłączone od ściany (odległość struktur od ściany większa od 0) w kontekście konwekcji swobodnej [22]. Badacze analizują również konwekcję mieszaną dla MDSP [18], a intensywność wymiany ciepła porównują z konwekcją mieszaną dla pustej komory Ra-Be. Jednak większość badań ma charakter czysto numeryczny. Nadal istnieje bardzo niewiele prac eksperymentalnych opisujących wpływ różnych parametrów przepływowych i geometrycznych na wymianę ciepła i masy podczas konwekcji swobodnej.

Większość badań dotyczących BDSP ma charakter numeryczny. Imani i Hooman [22] wykorzystali metodę Boltzmanna do badania konwekcji swobodnej w ogrzewanej komorze wypełnionej BDSP. Porównali oni geometrie z elementami przyłączonymi i odłączonymi. Badanie wykazało znaczące różnice w wymianie ciepła i masy w zależności od tego, czy elementy BDSP przylegały do ścianek komory, czy też nie. Al-Weheibi i in. [20] wykorzystali model Darcy'ego-Brinkmana-Forchheimera do badania konwekcyjnej wymiany ciepła w BDSP wewnątrz sześciennej komory Ra-Be. Zbadali oni wpływ liczby Rayleigha ($10^4 \leq Ra \leq 10^6$), liczby Darcy'ego ($10^{-3} \leq Da \leq 10^{-1}$), stopnia wypełnienia ($0,7 \leq \varphi_{mac} \leq 0,9$) oraz mikroporowatości ($0,4 \leq \varepsilon_{mic} \leq 0,7$) na transport ciepła i masy w BDSP. Wywnioskowali, że intensywność wymiany ciepła wzrasta wraz ze wzrostem wszystkich badanych parametrów. Model matematyczny sześciennej komory z ośrodkiem porowatym dla warunków konwekcji swobodnej, mieszanej i wymuszonej został opracowany przez Li i in. [19]. Zbadano wpływ różnych parametrów fizycznych, np. liczby Darcy'ego ($10^{-6} \leq Da \leq 10^{1}$), liczby Richardsona ($0,1 \leq Ri \leq 5,0$), liczby Reynoldsa ($50 \leq Re \leq 1\,000$), kąta nachylenia komory ($0° \leq \alpha \leq 180°$) oraz stosunku współczynnika przewodzenia ciepła ($0,1 \leq ks/kf \leq 10$) na intensywność wymiany ciepła. Wyniki wykazały, że liczba Nusselta wzrasta wraz ze spadkiem liczby Darcy'ego, wzrostem liczby Richardsona oraz wzrostem liczby Reynoldsa. Ponadto przenoszenie ciepła wzrasta wraz ze wzrostem kąta nachylenia, jednak do wartości $\alpha = 30°$ wzrost ten jest nieznaczny. Wreszcie na liczbę Nusselta pozytywnie wpływa zmniejszenie współczynnika przewodzenia ciepła. Chakkingal i in. [18] wykonali symulacje numeryczne konwekcji mieszanej współprądowej i przeciwprądowej w sześciennej komorze ogrzewanej/chłodzonej z boku z gruboziarnistym MDSP. Stwierdzono, że w konwekcji mieszanej maksymalne efektywne przenoszenie ciepła jest wówczas gdy przepływ realizowany jest współprądowo. Gibanov i in. [17] przeprowadzili badania numeryczne kwadratowej komory z trójkątnymi MDSP w warunkach konwekcji mieszanej. Zbadali wpływ liczby Richardsona ($0,01 < Ri < 10$) oraz liczby Darcy'ego ($10^{-7} < Da < 10^{-1}$) na przebieg linii prądu, pola temperatury i liczbę Nusselta. Konwekcję mieszaną w sześciennej komorze z dwoma strukturami porowatymi zbadali numerycznie Moraga i in. [16]. Badane parametry obejmowały liczbę Reynoldsa ($200 < Re < 500$), liczbę

Richardsona (0,1 < Ri < 10), liczbę Darcy'ego (10^{-6} < Da < 10^{-2}), stosunek przepuszczalności (0,01 < K < 100), współczynnik kształtu szczeliny (0,67 < H/W < 1,5) oraz kierunek przepływu zgodny lub przeciwny do grawitacji. Stwierdzono, że wraz ze wzrostem współczynnika kształtu z 0,67 do 1,5 wzrasta zarówno liczba Nusselta, jak i współczynnik oporu.

Oprócz szeroko zakrojonych badań numerycznych i analitycznych dotyczących MDSP i BDSP istnieją również prace eksperymentalne poświęcone tej tematyce. Ataei-Dadavi i in. [8] przeprowadzili badania eksperymentalne dotyczące konwekcji swobodnej w sześciennej komorze ogrzewanej od dołu i chłodzonej od góry (Ra-Be), wypełnionej gruboziarnistym MDSP. Liczby Nusselta zostały wyznaczone dla różnych efektywnych współczynników przewodzenia ciepła, wymiarów i porowatości MDSP oraz dla różnych liczb Rayleigha (10^7 < Ra < 10^9). Dla niższych wartości Ra przenoszenie ciepła jest mniej intensywne niż w przypadku konwekcji Rayleigha-Bénarda bez wypełnienia. Przy wysokich liczbach Rayleigha istnieje reżim asymptotyczny, w którym liczby Nusselta dla wszystkich badanych parametrów zbiegają się w jedną krzywą, która jest bardzo zbliżona do krzywej konwekcji Rayleigha-Bénarda bez wypełnienia porowatego. Ataei-Dadavi i in. [6] w swojej kolejnej pracy przetestowali model MDSP o gruboziarnistej strukturze, ale w sześciennej komorze, gdzie ogrzewanie/chłodzenie realizowano na bocznych ścianach. Przedstawili oni nową korelację na liczbę Nusselta dla konwekcji swobodnej opartą na bezwymiarowych liczbach dla struktur porowatych. Ponadto zbadali wpływ odstępu między gorącymi/zimnymi ściankami a ośrodkiem porowatym na przenoszenie ciepła. Wyniki wykazały, że gdy gorące/zimne ścianki nie dotykają MDSP, spadek intensywności wymiany ciepła w porównaniu z wnęką bez wypełnienia porowatego jest znacznie mniejszy. Pozostałe badania eksperymentalne dotyczące BDSP skupiają się głównie na rurkach ciepła, gdzie BDSP pełni rolę knota [9,11–13], lub na badaniach BDSP jako złoża stałego [4,10].

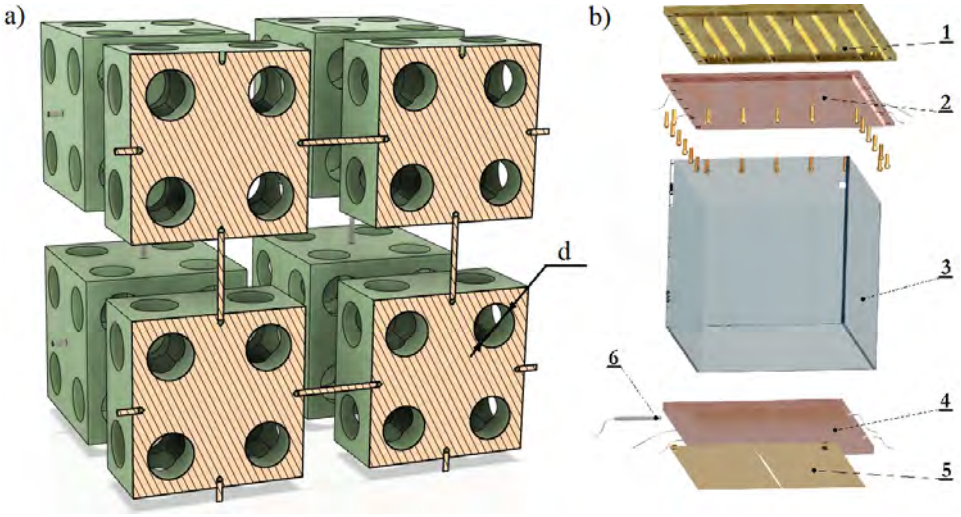
Jak wynika z powyższego przeglądu literatury, badania nad MDSP i BDSP wciąż trwają. Istnieją badania, które pozwalają zrozumieć, w jaki sposób różne parametry cieplno-przepływowe wpływają na wymianę ciepła i masy w MDSP i BDSP. Większość badań [11–21] dotyczy liczb bezwymiarowych, takich jak liczby Rayleigha, Darcy'ego i Pécleta w warunkach konwekcji swobodnej i mieszanej w sześciennej komorze Ra-Be wypełnionej MDSP lub BDSP. Niektóre z nich [20,21] dotyczą wpływu parametrów geometrycznych, np. stopnia wypełnienia lub mikroporowatości, na charakterystyki cieplno-przepływowe. Jednak wszystkie te badania mają charakter czysto numeryczny i opierają się na różnych modelach bez walidacji eksperymentalnej. Badania eksperymentalne [6–8] dotyczące konwekcji swobodnej i mieszanej w sześciennej komorze przeprowadzone zostały wyłącznie dla MDSP.

Celem niniejszej pracy jest dogłębna analiza zjawisk zachodzących w sześciennej komorze Ra-Be ogrzewanej od dołu i chłodzonej od góry wypełnionej MDSP oraz BDSP w warunkach konwekcji swobodnej. Oprócz analizy wpływu liczby Rayleigha i mikroporowatości zbadano i opisano różnice między geometriami przyłączonymi i odłączonymi, czego dotychczas nie odnotowano w literaturze. W przypadku geometrii odłączonych zbadano różne odległości między ośrodkiem porowatym a ścianą. Wyniki dostarczają nowych zależności dotyczących liczby Nusselta, które mogą być wykorzystane do chłodzenia zanurzeniowego centrów danych.

1. Metodyka badań

Głównym elementem układu eksperymentalnego jest sześcienna komora o wymiarze charakterystycznym H = 155 mm, wyposażona w moduł MDSP lub BDSP (Rysunek 1.), która jest ogrzewana od dołu i chłodzona od góry za pomocą płyt miedzianych. Ścianki boczne sześciennej

komory wykonano z płaskich, odżelazionych paneli szklanych OptiWhite. Sześcienna komora jest całkowicie wypełniona odgazowaną wodą, która pełni rolę płynu roboczego. Komora jest ogrzewana od dołu za pomocą płyty grzejnej o stałej gęstości strumienia ciepła dostarczanym przez folię grzewczą (Minco HK5955) podłączoną do źródła zasilania. Napięcie i prąd mierzono za pomocą multimetrów (Keithley 2000). Pięć czujników RTD (klasa 1/10 DIN) umieszczonych wewnątrz płyty miedzianej służy do pomiaru temperatury dolnej płyty grzejnej i gwarantuje kontrolę równomierności rozkładu temperatury na całej powierzchni. Podgrzany płyn roboczy unosi się do górnej płyty chłodzącej, gdzie jest schładzany. Górna płyta chłodząca jest również wyposażona w pięć czujników RTD w celu ustawienia żądanej temperatury, a ciepło jest odprowadzane przez wodę z termostatu (Julabo F32) przepływającą przez kanały chłodzące wewnątrz płyty. Po schłodzeniu płyn opada, gdzie jest ponownie podgrzewany.



Rysunek 1. Stanowisko pomiarowe: a) bidyspersyjna struktura porowata, b) komora Rayleigha–Bénarda: 1 – górna płyta chłodząca z kanałami wodnymi, 2 – górna płyta chłodząca z czujnikami temperatury, 3 – szkło OptiWhite, 4 – dolna płyta grzejna z czujnikami temperatury, 5 – folia grzewcza, 6 – czujniki temperatury Pt100Ω
Źródło: opracowanie własne.

Porowatość jest głównym parametrem opisującym media porowate. Biorąc pod uwagę model BDSP, istnieją dwa sposoby określania porowatości. Powszechnym podejściem [21] jest rozróżnienie między stopniem wypełnienia φ_{mac} a mikroporowatością ε_{mic}. Mikroporowatość ε_{mic} w modelu BDSP (równanie (1)) definiuje się jako stosunek objętości mikroporów w pojedynczym ośrodku mikroporowatym do objętości tego ośrodka. Stopień wypełnienia φ_{mac} (równanie (2)) definiuje się jako objętość makroporów podzieloną przez całkowitą objętość układu (np. sześciennej komory). Warto zauważyć, że objętość mikroporów w modelu BDSP nie jest brana pod uwagę w definicji stopnia wypełnienia φ_{mac}. W przypadku modelu MDSP ε_{mic} przyjmuje się jako 0%, a stopień wypełnienia φ_{mac} można traktować jako porowatość.

$$\varepsilon_{mic} = V_{mic,por}/V_{mic,med} \tag{1}$$

$$\varphi_{mac} = V_{mac,por}/V_{total} \tag{2}$$

Intensywność konwekcyjnej wymiany ciepła określa liczba Nusselta Nu (równanie (3))w funkcji liczby Rayleigha Ra_f (równanie (4)). Moc dostarczana do dolnej ścianki grzewczej obliczona została jako iloczyn natężenia prądu i napięcia (równanie (5)). Straty ciepła obliczono jako ciepło przewodzone z dolnej płyty grzejnej do górnej płyty chłodzącej przez boczną szklaną ściankę (równanie (6)).

$$Nu = (P - \dot{Q}_l)/(\frac{A_f k_f \Delta T}{H}) \tag{3}$$

$$Ra_f = \beta_f \Delta T g H^3/(\alpha_f \nu_f) \tag{4}$$

$$P = UI \tag{5}$$

$$\dot{Q}_l = k_w A_w \Delta T/H \tag{6}$$

Model MDSP i BDSP został zbudowany jako zestaw składający się z 8 sześciennych bloków (Rysunek 1) wykonanych z polioksymetylenu (POM), znanego również jako acetal, poliacetal lub poliformaldehyd. Wymiary pojedynczego bloku wynosiły 60×60×60 mm^3, dzięki czemu stopień wypełnienia wynosił zawsze φ_{mac} = 46%. Aby zasymulować mikroporowatość w BDSP, w każdej ściance sześciennego bloku wykonano 4 otwory przelotowe. Średnica otworów wynosiła 16 mm, 18 mm, 20 mm lub 22 mm, co daje mikroporowatość ε_{mic} wynoszącą 46%, 55%, 63% i 71%. Właściwości fizyczne szkła OptiWhite, miedzi i wody przyjęto jako stałe [23,24]. Współczynnik przewodzenia ciepła ścian bocznych ze szkła, struktur porowatych z POM oraz wody wynosiły odpowiednio 1,0 W/mK, 0,39 W/mK oraz 0,6 W/mK. Dodatkowo, dla wody przyjęto dyfuzyjność cieplną równą $1{,}43\times10^{-7}$ m^2/s, współczynnik rozszerzalności temperaturowej wynoszący $2{,}1\times10^{-4}$ 1/K oraz lepkość kinematyczna $1{,}03\times10^{-6}$ m^2/s. Podczas wszystkich pomiarów średnia temperatura wody w całej objętości sześciennej komory wynosiła 20°C, co odpowiadało temperaturze otoczenia, aby ograniczyć straty ciepła do otoczenia i zagwarantować stałą średnią liczbę Prandtla (Pr = 7,2) płynu roboczego. W tabeli 1 podsumowano badane struktury porowate.

Tabela 1. Podsumowanie badanych struktur porowatych Źródło: opracowanie własne.

Rodzaj struktury porowatej	**Średnica otworów d**	**Mikroporowatość $\varepsilon_{mic.}$**	**Stopień wypełnienia φ_{mac}**
MDSP	brak	0%	46%
BDSP	16 mm	46%	46%
BDSP	18 mm	55%	46%
BDSP	20 mm	63%	46%
BDSP	22 mm	71%	46%

Aby utrzymać niepewność liczb Nusselta i Rayleigha na odpowiednio niskim poziomie (poniżej 5%), minimalną różnicę temperatur między płytą gorącą a zimną utrzymywano na poziomie 1 K. Największa różnica temperatur wynikała z zastosowanej gęstości strumienia ciepła (około 2 400 W/m^2) oraz konfiguracji MDSP/BDSP. Przykładowo dla konfiguracji przyłączonej MDSP wynosiła ona 22,5 K, podczas gdy dla odłączonego przypadku o największym odstępie BDSP (ε_{mic} = 71%) od ścianki (Δ = 17 mm) wynosiła 10,6 K. Zakres badanych liczb Rayleigha Ra_f zależał od konfiguracji i wynosił od $5{,}0\times10^7$ do $1{,}1\times10^9$. W celu weryfikacji metodyki badań przeprowadzono badania konwekcji Rayleigha-Bénarda bez wypełnienia strukturami porowatymi. Ustalono, że funkcja najlepiej dopasowująca się do punktów pomiarowych ma postać $Nu=0{,}0332Ra^{0{,}3676}$, co odpowiada w zadowalającym stopniu modelom teoretycznym [25].

1.1. Niepewności pomiarowe

W celu określenia niepewności pomiarowych zastosowano zasadę propagacji niepewności, zgodnie z którą niepewności wielkości mierzonych są bezpośrednio przenoszone na wielkość obliczoną, powodując, że obciążona jest ona skończoną niepewnością [26]. Gdy poszukiwana wielkość obliczona R jest funkcją wielkości mierzonych x_n (równanie (7)), niepewność określa się za pomocą równania (8).

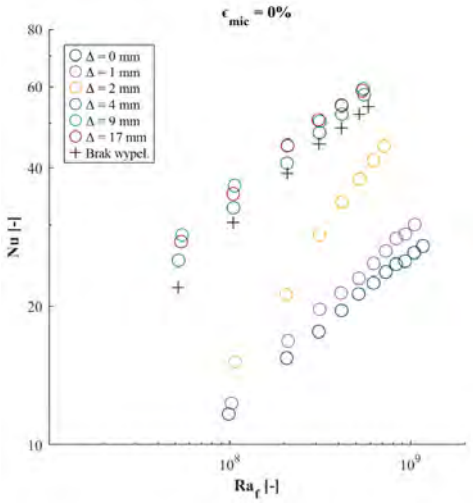
$$R = R(x_1, x_2, \dots, x_n) \tag{7}$$

$$\omega_R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial x_1}\omega_1\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2}\omega_2\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n}\omega_n\right)^2} \tag{8}$$

Na podstawie niepewności pomiarowych zmiennych niezależnych oraz z zastosowaniem prawa propagacji niepewności pomiarowej obliczono niepewności względne mocy elektrycznej ω_P, różnicy temperatur $\omega_{\Delta T}$, liczby Rayleigha ω_{Raf} oraz liczby Nusselta ω_{Nu}, które mieściły się odpowiednio w przedziałach 0,2%, od 0,03 K do 0,04 K, od 0,2% do 4,5% oraz od 0,3% do 4,7%.

2. Dyskusja wyników

Liczbę Nusselta w funkcji liczby Rayleigha dla różnych odległości od ścianki Δ dla modeli MDSP przedstawiono na Rysunku 2.



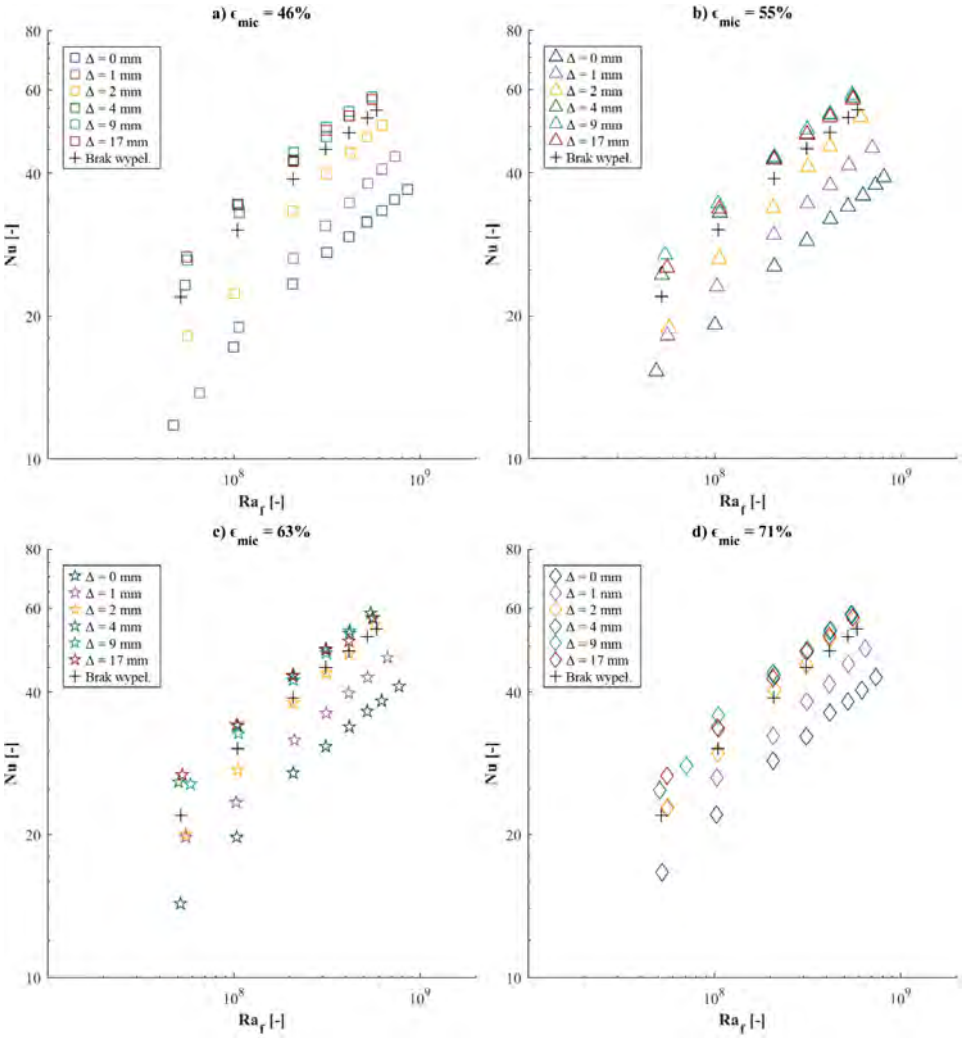
Rysunek 2. Liczba Nusselta Nu w funkcji liczby Rayleigha Ra_f dla MDSP odległych od ścianki o dystans Δ
Źródło: opracowanie własne.

Obie osie przedstawiono w skali logarytmicznej. Można zauważyć, że geometria przyłączona do ścianek komory (Δ = 0 mm) charakteryzuje się najgorszym wynikiem pod względem liczby Nusselta. Jest ona ok. 2,5 razy mniejsza od konwekcji Ra-Be bez wypełnienia strukturami porowatymi w zakresie liczb Rayleigha od ok. $1{,}0\times10^8$ do $6{,}2\times10^8$ i nawet 4 razy większa dla najmniejszej wartości $Ra_f = 4{,}6\times10^7$. Wraz ze wzrostem odstępu struktury od ścianek komory (geometria odłączona) nawet przy najmniejszej odległości Δ = 1 mm, można zaobserwować intensyfikację wymiany ciepła o ok. 10% w stosunku do geometrii przyłączonej. Dla odległości od ścianek dwukrotnie większej charakter funkcji $Nu=f(Ra_f)$ zmienił się diametralnie. Nachylenie krzywej wzrosło i zaobserwowano znaczną

intensyfikację wymiany ciepła w porównaniu do geometrii przyłączonej. Stopień intensyfikacji jest tym silniejszy im większa jest liczba Rayleigha. Liczba Nusselta wzrastaod ok. 30% do 88% w porównaniu do przypadku, gdy Δ = 0 mm. Tym niemniej, wymiana ciepła jest mniej intensywna, niż dla przypadku bez wypełnienia. Po zwiększeniu odległości od ścianki Δ > 2 mm nachylenie funkcji powraca do poprzedniego, które jest podobne do trendu konwekcji Ra-Be bez wypełnienia, a liczba Nusselta jest od 5% do 14% większa.

2.1. Bidyspersyjne struktury porowate (BDSP)

Na Rysunku 3. przedstawiono zależność Nu=f(Ra$_f$) dla badanych BDSP o mikroporowatości ε_{mic} równej 46%, 55%, 63% i 71% dla geometrii przyłączonych do ścianek komory, jak i odłączonych.



Rysunek 3. Liczba Nusselta Nu w funkcji liczby Rayleigha Ra$_f$ dla BDSP odległych od ścianki o dystans Δ:
a) ε_{mic} = 46%, b) ε_{mic} = 55%, c) ε_{mic} = 63%, d) ε_{mic} = 71%
Źródło: opracowanie własne.

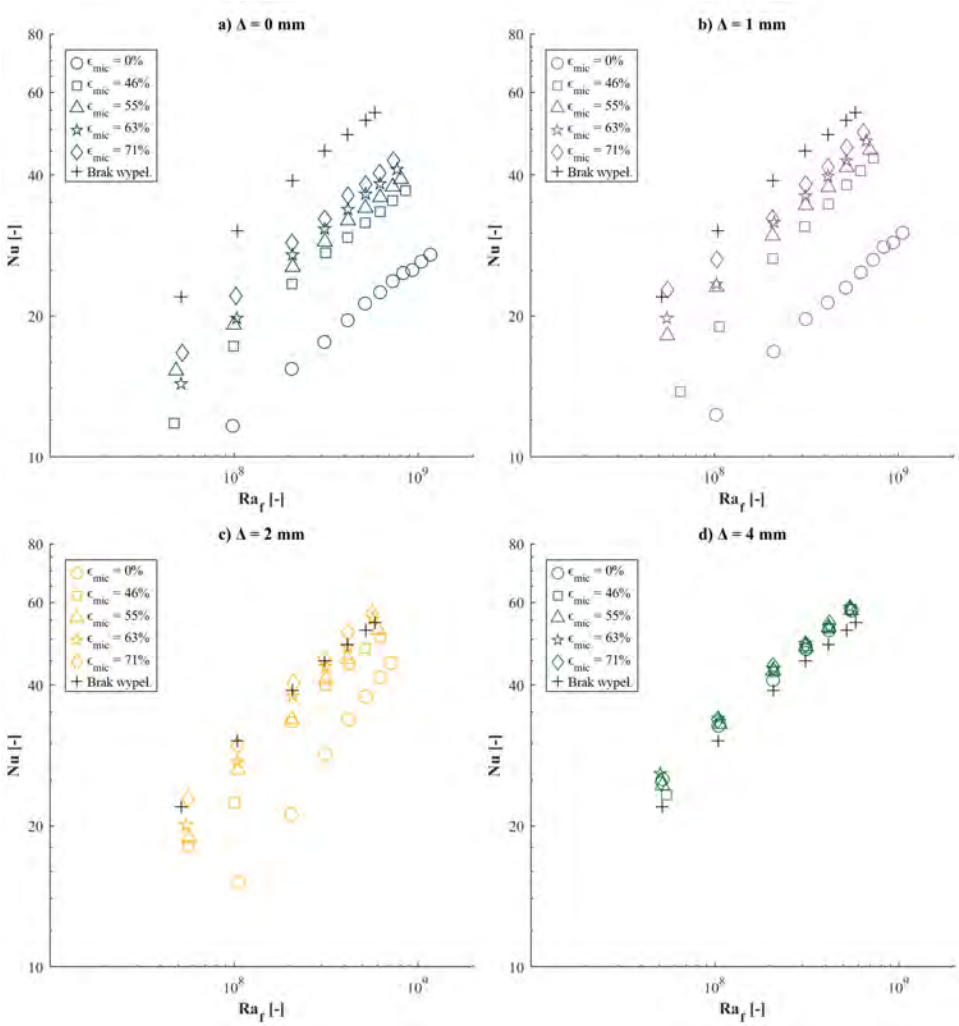
Umieszczanie w komorze BDSP intensyfikuje przejmowanie ciepła w geometriach przyłączonych (Δ = 0 mm) w porównaniu do MDSP o ok. 50% w zakresie liczb Rayleigha od ok. $1{,}0\times10^{8}$ do $6{,}2\times10^{8}$. Największy wzrost zaobserwowano dla najmniejszej badanej liczby $Ra_f = 4{,}6\times10^{7}$. Jednocześnie, różnica między przypadkiem konwekcji Ra-Be bez wypełnienia oraz ze strukturami BDSP nie jest aż tak znacząca, jak to miało miejsce ze strukturami MDSP. Różnica ta wynosi ok. 66%, 54%, 46% oraz 37% dla mikroporowatości równej odpowiednio 46%, 55%, 63% i 71%.

Zwiększenie dystansu BDSP od ścianki do Δ = 2 mm powoduje wzrost liczby Nusselta w porównaniu do Δ = 0 mm i Δ = 1 mm, ale charakter nachylenia krzywej dla BDSP różni się od nachylenia dla przypadku MDSP. Dla BDSP nie odbiega ono znacząco od pozostałych odległości Δ. Ponadto, można zauważyć, że im większa mikroporowatość, tym bardziej krzywe zbliżają się do krzywej dla konwekcji Ra-Be bez wypełnienia. Dla dystansu struktury BDSP większej od 4 mm, liczba Nusselta jest wyższa niż dla przypadku konwekcji Ra-Be bez wypełnienia dla wszystkich zbadanych mikroporowatości, a dalsze zwiększanie odległości między ścianą a ośrodkiem porowatym nie powoduje znaczącej intensyfikacji konwekcyjnej wymiany ciepła. Co więcej, umieszczenie MDSP lub BDSP wewnątrz komory Ra-Be nie powoduje znaczącej różnicy w liczbie Nusselta.

2.2. Mikroporowatość

Na Rysunku 4 przedstawiono liczbę Nusselta w funkcji liczby Rayleigha dla różnych wartości mikroporowatości ε_{mic} i dystansu struktury od ścianek Δ. W przypadku geometrii przyłączonych (Δ = 0 mm) przejmowanie ciepła badanej konwekcji Ra-Be bez wypełnienia jest bardziej intensywne niż w obecności MDSP lub BDSP wewnątrz komory. Jednak im wyższa jest mikroporowatość, tym mniejszy jest stosunek liczby Nusselta dla konwekcji Ra-Be bez wypełnienia do liczby Nusselta ze strukturami porowatymi w komorze. Stosunek ten wynosi 2,57 dla MDSP oraz 1,68, 1,52, 1,47 i 1,35 dla BDSP przy mikroporowatości wynoszącej odpowiednio 46%, 55%, 63% i 71%. Ponadto zastosowanie BDSP skutkuje wzrostem liczby Nusselta od 54% do 90% w porównaniu do MDSP w zależności od zastosowanej mikroporowatości.

Po zwiększeniu dystansu od ściany do Δ = 1 mm przewaga konwekcji Ra-Be bez wypełnienia nad konwekcją z użyciem struktur porowatych jest mniejsza. Wspomniane wcześniej współczynniki liczby Nusselta wynoszą 2,29 dla MDSP oraz 1,49, 1,28, 1,22 i 1,13 dla BDSP o mikroporowatości odpowiednio 46%, 55%, 63% i 71%. Zwiększenie odległości od ścianki do Δ = 2 mm powoduje radykalną zmianę omawianych krzywych. Po pierwsze, różnica w stosunkach liczby Nusselta dla konwekcji Ra-Be bez wypełnienia i z wypełnieniem jest mniejsza, tj. 1,67 dla MDSP oraz 1,17, 1,12, 1,04 i 0,97 dla BDSP przy mikroporowatości wynoszącej odpowiednio 46%, 55%, 63% i 71%. Po drugie, nachylenia krzywych $Nu=f(Ra_f)$ różnią się od tych dla przypadku bez wypełnienia. Różnica jest najbardziej widoczna dla krzywej MDSP, a także większa dla BDSP o niższej mikroporowatości. Zwiększenie odległości od ścianki do Δ = 4 mm powoduje dalszą intensyfikację wymiany ciepła, zwłaszcza w przypadku MDSP, a wszystkie badane geometrie są bardziej korzystne pod względem konwekcyjnej wymiany ciepła w porównaniu z konwekcją Ra-Be bez wypełnienia. Ponadto, różnica między MDSP a BDSP zaczyna być nieistotna. Liczba Nusselta jest prawie niewrażliwa na mikroporowatość BDSP. Nachylenia wszystkich krzywych powracają do poprzedniego zachowania przed Δ = 2 mm. Dalsze zwiększanie dystansu struktur porowatych od ścianek nie wpływa w znaczący sposób na wymianę ciepła i wszystkie krzywe pokrywają się.



Rysunek 4. Liczba Nusselta Nu w funkcji liczby Rayleigha Ra_f dla MDSP i BDSP odległych od ścianki o dystans Δ: a) Δ = 0 mm, b) Δ = 1 mm, c) Δ = 2 mm, d) Δ = 4 mm
Źródło: opracowanie własne.

Podsumowanie

W pracy przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych dotyczących konwekcji swobodnej w komorze Rayleigha-Bénarda wypełnionej monodyspersyjnymi strukturami porowatymi MDSP oraz bidyspersyjnymi strukturami porowatymi BDSP. Przebadano struktury o stałym stopniu wypełnienia φ_{mac} = 46% oraz różnej mikroporowatości ε_{mic} wynoszącej 46%, 55%, 63% i 71%. Badania przeprowadzono dla liczb Rayleigha Ra_f w zakresie od $5{,}0\times10^7$ do $1{,}1\times10^9$ dla geometrii przyłączonych i odłączonych o odległości między strukturami porowatymi a ściankami komory Ra-Be w zakresie 0 mm ≤ Δ ≤ 17 mm. Wyniki eksperymentalne wskazują, że w konfiguracji przyłączonej liczba Nusselta wzrasta wraz ze wzrostem mikroporowatości BDSP. Dla konfiguracji odłączonej intensyfikacja wymiany ciepła rośnie wraz ze zwiększaniem odległości BDSP od ścian. Dla odległości Δ = 2 mm

pomiędzy ścianami a MDSP zauważono zmianę charakteru funkcji $Nu=f(Ra_f)$; przyrost liczby Nusselta był większy dla wyższych liczb Rayleigha. Odsunięcie struktur porowatych od ścian na odległość ponad 4 mm intensyfikuję wymianę ciepła w porównaniu do konwekcji Ra-Be bez wypełnienia strukturami porowatymi. Uzyskane wyniki umożliwią projektowanie instalacji związanych z technologią chłodzenia zanurzeniowego.

Podziękowania

Badania przedstawione w niniejszej pracy zostały sfinansowane przez Narodowe Centrum Nauki w ramach projektu OPUS 27 nr 2024/53/B/ST8/02699 w latach 2025-2028.

Nomenklatura

$V_{mic,por}$ objętość mikroporów w pojedynczej strukturze porowatej (m^3),
$V_{mic,med}$ objętość pojedynczej struktury porowatej (m^3).
$V_{mac,por}$ całkowita objętość makro porów (m^3),
V_{total} całkowita objętość komory Ra-Be (m^3).
P moc elektryczna folii grzewczych (W),
$\dot{Q}_l$ straty strumienia ciepła w komorze Ra-Be (W),
A_f powierzchnia wewnętrznego przekroju poprzecznego komory Ra-Be (m^2),
k_f przewodność cieplna płynu roboczego (W/(mK)),
k_w przewodność cieplna ścianek komory Ra-Be (W/(mK)).
ΔT różnica temperatur między płytą grzejną a chłodzącą (K),
H wysokość komory Ra-Be (m).
β_f współczynnik rozszerzalności temperaturowej płynu roboczej (1/K),
g przyspieszenie grawitacyjne (m/s^2),
α_f dyfuzyjność cieplna płynu roboczego (m^2/s),
v_f lepkość kinematyczna płynu roboczego (m^2/s).
U napięcie przyłożone do folii grzewczych w płycie grzejnej (V),
I natężenie prądu w foliach grzewczych płyty grzejnej (A).
A_w powierzchnia przekroju poprzecznego ścian komory Ra-Be (m^2),

Bibliografia

[1] Chen, Z. Q., Cheng, P., & Hsu, C. T. (2000). A theoretical and experimental study on stagnant thermal conductivity of bi-dispersed porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *27*(5), 601–610. https://doi.org/10.1016/S0735-1933(00)00142-1
[2] Nield, D. A., & Kuznetsov, A. V. (2005). A two-velocity two-temperature model for a bi-dispersed porous medium: Forced convection in a channel. *Transport in Porous Media*, *59*(3), 325–339. https://doi.org/10.1007/s11242-004-1685-y
[3] Rees, D. A. S., Nield, D. A., & Kuznetsov, A. V. (2008). Vertical Free Convective Boundary-Layer Flow in a Bidisperse Porous Medium. *Journal of Heat Transfer*, *130*(9). https://doi.org/10.1115/1.2943304
[3] Revnic, C., Grosan, T., Pop, I., & Ingham, D. B. (2009). Free convection in a square cavity filled with a bidisperse porous medium. *International Journal of Thermal Sciences*, *48*(10), 1876–1883. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2009.02.016
[4] Chen, X., Li, J., He, X., Zhao, D., & Wang, N. (2023). Experimental and numerical investigation on the performance of meso-scale burners with novel ordered porous media. *Applied Thermal*

Engineering, *233*(July). https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.121103
[5] Seki, N., Fukusako, S., & Inaba, H. (1978). Heat transfer in a confined rectangular cavity packed with porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *21*(7), 985–989. https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0017-9310(78)90190-4
[6] Ataei-Dadavi, I., Rounaghi, N., Chakkingal, M., Kenjeres, S., Kleijn, C. R., & Tummers, M. J. (2019). An experimental study of flow and heat transfer in a differentially side heated cavity filled with coarse porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *143*, 118591. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118591
[7] Ataei-Dadavi, I., Chakkingal, M., Kenjeres, S., Kleijn, C. R., & Tummers, M. J. (2020). Experiments on mixed convection in a vented differentially side-heated cavity filled with a coarse porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *149*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119238
[8] Ataei-Dadavi, I., Chakkingal, M., Kenjeres, S., Kleijn, C. R., & Tummers, M. J. (2019). Flow and heat transfer measurements in natural convection in coarse-grained porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *130*, 575–584. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.118
[9] Boubaker, R., Harmand, S., & Platel, V. (2018). Experimental study of the liquid/vapor phase change in a porous media of two-phase heat transfer devices. *Applied Thermal Engineering*, *143*(February), 275–282. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.07.058
[10] Marchelli, F., & Di Felice, R. (2023). An experimental assessment of fluid–solid drag models based on the pressure drop in bidisperse fixed beds. *International Journal of Multiphase Flow*, *166*(May), 104513. https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2023.104513
[11] Yeh, C. C., Chen, C. N., & Chen, Y. M. (2009). Heat transfer analysis of a loop heat pipe with biporous wicks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *52*(19–20), 4426–4434. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.03.059
[12] Semenic, T., Lin, Y. Y., Catton, I., & Sarraf, D. B. (2008). Use of biporous wicks to remove high heat fluxes. *Applied Thermal Engineering*, *28*(4), 278–283. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2006.02.030
[13] Liu, Z., Li, H., Chen, B., Yang, J., & Liu, W. (2012). Operational characteristics of flat type loop heat pipe with biporous wick. *International Journal of Thermal Sciences*, *58*, 180–185. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.02.027
[14] Mahmud, S., & Pop, I. (2006). Mixed convection in a square vented enclosure filled with a porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *49*(13–14), 2190–2206. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.11.022
[15] Bhuiyan, A. A., Banna, M. H., Barna, S. F., Amin, M. R., & Sadrul Islam, A. K. M. (2016). Numerical modelling of thermal characteristics in a microstructure filled porous cavity with mixed convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *93*, 464–476. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.004
[16] Moraga, N. O., Sánchez, G. C., & Riquelme, J. A. (2010). Unsteady mixed convection in a vented enclosure partially filled with two non-darcian porous layers. *Numerical Heat Transfer; Part A: Applications*, *57*(7), 473–495. https://doi.org/10.1080/10407781003659391
[17] Gibanov, N. S., Sheremet, M. A., Ismael, M. A., & Chamkha, A. J. (2017). Mixed Convection in a Ventilated Cavity Filled with a Triangular Porous Layer. *Transport in Porous Media*, *120*(1), 1–21. https://doi.org/10.1007/s11242-017-0888-y
[18] Chakkingal, M., de Geus, J., Kenjereš, S., Ataei-Dadavi, I., Tummers, M. J., & Kleijn, C. R. (2020). Assisting and opposing mixed convection with conjugate heat transfer in a differentially heated cavity filled with coarse-grained porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *111*(January), 104457. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2019.104457
[19] Li, B., Xu, H., Song, Y. J., Zhang, H. L., Wang, W. W., & Zhao, F. Y. (2023). Heat and moisture transports in a slot ventilated enclosure packed with discrete porous media: Mixing convection instability, oscillation and resonance. *International Journal of Thermal Sciences*, *194*(June), 108603. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2023.108603
[20] Al-Weheibi, S. M., Rahman, M. M., & Saghir, M. Z. (2023). Three-dimensional non-Darcy free

convective heat transfer flow in a bidisperse porous medium within a cubical cavity. *International Journal of Thermofluids*, *20*(July), 100413. https://doi.org/10.1016/j.ijft.2023.100413
[21] Hu, J. T., Ren, X. H., Liu, D., Zhao, F. Y., & Wang, H. Q. (2016). Conjugate natural convection inside a vertical enclosure with solid obstacles of unique volume and multiple morphologies. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *95*, 1096–1114.
https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.12.070
[22] Imani, G., & Hooman, K. (2017). Lattice Boltzmann Pore Scale Simulation of Natural Convection in a Differentially Heated Enclosure Filled with a Detached or Attached Bidisperse Porous Medium. *Transport in Porous Media*, *116*(1), 91–113. https://doi.org/10.1007/s11242-016-0766-z
[23] The Engineering ToolBox. *Free tools and information for engineering and design of technical applications*. https://www.engineeringtoolbox.com/
[24] Kiyohashi, K., Hayakawa, N., Aratani, S., & Asuda, H. (2000). Thermal Conductivity Measurements of Float Glass at High Temperatures by Needle Probe Method. *Journal of the Ceramic Society of Japan*, *108*(1256), 381–386. https://doi.org/10.2109/jcersj.108.1256_381
[25] Grossmann, S., Lohse, D. (2000). Scaling in thermal convection: a unifying theory. *Journal of Fluid Mechanics*, *407*, 27–56. https://doi.org/DOI: 10.1017/S0022112099007545
[26] Clifford, A. A. (1973). *Multivariate error analysis: a handbook of error propagation and calculation in many-parameter systems*. John Wiley & Sons.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_14

Wpływ struktury typu potrójnie periodyczna powierzchnia minimalna (TPMS) na krytyczną liczbę Reynoldsa w przepływie przez drukowany ze stali 316L wymiennik ciepła

KRZYSZTOF DUTKOWSKI[1], MARCIN KRUZEL[1], TADEUSZ BOHDAL[1], JAN BORATYŃSKI[1]

MARIAN TRAFCZYŃSKI[2], KRZYSZTOF WOŁOSZ[2], SŁAWOMIR ALABRUDZIŃSKI[2]

[1] Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Energetyki
ul. Racławicka 15-17, 75-620 Koszalin
[2]Politechnika Warszawska, Wydział Budownictwa, Mechaniki i Petrochemii w Płocku
ul. Łukasiewicza 17, 09-400 Płock
[1] e-mail: krzysztof.dutkowski@tu.koszalin.pl

Słowa kluczowe: badania eksperymentalne, wymiennik ciepła, powierzchna minimalna typu gyroid, opory przepływu, krytyczna liczba Reynoldsa

Wymiennik ciepła z potrójnie periodyczną powierzchnią minimalna (TPMS) typu Gyroid wytwarzano przez selektywne topienie laserowe (SLM) stali nierdzewnej 316L. Zastosowanie TPMS w wymienniku ciepła skutkuje złożonym torem przepływu cząstek płynu, w tym: ciągłą krzywizną, przestrzenną zawiłością oraz powtarzającym się lokalnie przyspieszeniem i spowolnieniem przepływu. Te cechy wpływają na stabilność przepływu i mogą znacząco przesunąć parametry przy których następuje przejście od przepływu laminarnego do turbulentnego. Eksperymentalnie badano wpływ tzw. porowatości φ struktury gyroidalnej (stosunek objętości zajmowanej przez płyny do objętości całego wymiennika przy zachowaniu stałej grubości ścianek) na charakter ruchu płynu. Przez wymienniki ciepła, o gabarytach 60 mm x 60 mm x 60 mm i różnej porowatości struktury (φ = 68,3%, 74,1% oraz 79,9%) przepływała w przeciwprądzie ciepła i zimna woda. Przepływ czynników zmieniano w zakresie od 10,2 kg/h do 92,8 kg/h co odpowiadało zmianom liczby Reynoldsa w zakresie Re = 6 – 90. Stwierdzono, że uzyskane charakterystyki wskazują na turbulentny przepływ cieczy, a szczegółowa analiza danych własnych oraz z literatury nie daje jednoznacznej odpowiedzi co do charakteru przepływu płynu w badanych wymiennikach ciepła.

Wprowadzenie

Ze względu na rosnącą gęstość mocy cieplnej generowanej przez urządzenia elektryczne, miniaturyzację i zwiększone wymagania dotyczące poprawy efektywności energetycznej urządzeń intensyfikacja wymiany ciepła stała się kluczowym wyzwaniem w wielu dziedzinach [1]. Tradycyjne metody chłodzenia polegające na wykorzystaniu radiatorów z rozwiniętą, poprzez różnego rodzaju ożebrowanie, powierzchnią wymiany ciepła nie zapewniają ani optymalnej dynamiki przepływu, ani dostatecznej intensywności transferu ciepła [2]. W odpowiedzi na te ograniczenia zaczęto stosować wymienniki ciepła, których powierzchnię wymiany ciepła zbudowano w oparciu o tzw. powierzchnie minimalne okresowo powtarzane - TPMS (ang.: Triply Periodic Minimal Surface) w trzech głównych kierunkach układu kartezjańskiego [3]. Powierzchnie minimalne charakteryzują się zerową średnią krzywizną [4,5] i tworzą struktury przestrzenne o wysokim stosunku powierzchni do zajmowanej objętości [6,7]. TPMS to geometrie bez ostrych krawędzi płynnie zmieniające kierunek strugi [8], poprawiające efektywność wymiany ciepła dzięki zrywaniu warstwy przyściennej i konwekcyjnemu

mieszaniu [9]. Efektywność cieplna wymienników opartych na TPMS jest od 15% do ponad 100% większa niż dotychczas stosowanych wymienników przy jednoczesnym zmniejszeniu objętości wymiennika [7]. Spośród różnych konfiguracji TPMS, topologie typu Gyroid i Schwarz-Diamond osiągają najwyższe współczynniki wymiany ciepła. Kluczowe parametry wpływające na wydajność cieplną wymiennika to: rozmiar jednostkowej komórki powierzchni minimalnej, grubość ścianek, porowatość TPMS i średnica hydrauliczna, które należy optymalnie dobrać, aby zbilansować wymianę ciepła i spadek ciśnienia [10].

Jedynym sposobem wytworzenia TPMS jest wykorzystanie technik addytywnych – druku 3D. Additive manufacturing umożliwia produkcję, z dużą precyzją, detali z metalu, ceramiki czy polimerów wysokotemperaturowych praktycznie o dowolnym kształcie. Zaawansowane projekty, takie jak struktury gradientowe i hybrydowe, dodatkowo poprawiają efektywność wymiany ciepła i zmniejszają opory przepływu. Ponadto obróbka powierzchniowa, np. polerowanie strumieniem ściernym czy teksturowanie, może obniżyć spadki ciśnienia nawet o 40% bez utraty efektywności wymiany ciepła.

W artykule przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych oporów przepływu oraz średniego współczynnika tarcia wody wewnątrz wymienników ciepła z powierzchnią typu Gyroid. Wymienniki wykonano metodą selektywnego topienia laserem (SLM) stali nierdzewnej 316L. Wymienniki ciepła o identycznej gabarytach różniły się stopniem porowatości struktury Gyroid.

1. Stanowisko badawcze

1.1. Wymiennik ciepła

Innowacyjny charakter wymiennika ciepła wynikał z faktu, że powierzchnia wymiany ciepła to tzw. powierzchnia minimalna. W badanym wymienniku, jako powierzchnię minimalną, wykorzystano powierzchnię opisaną równaniem

$$f(x,y,z) = cos(x) \cdot sin(y) + cos(y) \cdot sin(z) + cos(z) \cdot sin(x) = C. \quad (1)$$

Jest to powierzchnia typu Schoen Gyroid (w skrócie – Gyroid). Wydrukowaną powierzchnię wymiany ciepła typu Gyroid przykładowo powieloną 3× wzdłuż głównych kierunków kartezjańskiego układu współrzędnych przedstawiono na Rysunku 1.



Rysunek 1. Widok wydrukowanej, przykładowej TPMS typu Gyroid
powielonej 3× wzdłuż głównych kierunków (Źródło: opracowanie własne)

Wykorzystany w trakcie badań wymiennik ciepła posiadał wymiary 60 × 60 × 60 mm. Wytworzono trzy konstrukcje wymiennika różniące się liczbą powtórzeń powierzchni minimalnej w przestrzeni wymiennika, przy czym zachowano jego wymiary zewnętrzne oraz grubości ścianek δ (δ = 0,8 mm). W efekcie stosunek sumarycznej objętości zajmowanej przez oba płyny V_f do stałej objętości całego wymiennika V ulegał zmianie. Stosunek ten, zwany porowatością φ [-] struktury TPMS wyrażany jest zależnością

$$\varphi = \frac{V_f}{V} = \frac{1-V_s}{V}, \tag{2}$$

gdzie: V_s [m^3] – objętość zajmowania przez ścianki wymiennika. W badaniach stosowano wymienniki ciepła dla których porowatość φ struktury Gyroid, wyrażona w procentach, wynosiła odpowiednio: 68,3%, 74,1% oraz 79,9%.

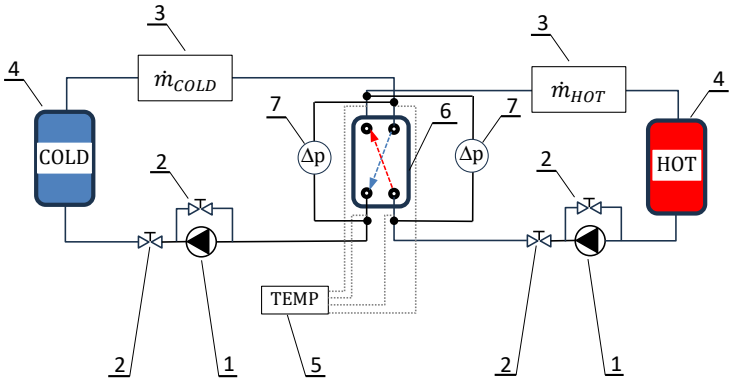
Widok zaizolowanego wymiennika ciepła zainstalowanego na stanowisku badawczym przedstawiono na Rysunku 2.



Rysunek 2. Widok zaizolowanego wymiennika ciepła na stanowisku badawczym
(Źródło: opracowanie własne)

1.2. Stanowisko badawcze

Stanowisko badawcze, którego schemat przedstawiono na Rysunku 3., składało się z badanego wymiennika ciepła (6) oraz dwóch niezależnych obiegów cieczy roboczej.



Rysunek 3. Schemat stanowiska do badania wymiennika ciepła; 1- pompa, 2 – zawór regulacyjny, 3 – przepływomierz, 4 – ultratermostat, 5 – rejestrator temperatury, 6 – badany wymiennik ciepła, 7 – czujnik spadku ciśnienia (Źródło: opracowanie własne)

Zarówno obieg ciepłej i zimnej wody były wyposażone w te same elementy. Do wymuszenia przepływu wody wykorzystano miniaturową pompę zębatą (1). Natężenie przepływu wody było regulowane za pomocą zaworów regulacyjnych (2) zainstalowanych w obiegu głównym czynnika roboczego oraz na by-pasie. Pomiaru natężenia przepływu wody dokonywano za pomocą przepływomierzy masowych (3). Temperatura wody w obiegu wody ciepłej oraz zimnej była ustalana za pomocą ultratermostatu (4). Ultratermostaty miały możliwość podgrzewania wody, a dzięki zintegrowanym urządzeniom chłodniczym również jej chłodzenie. Na wejściu do wymiennika mierzono temperaturę początkową wody ($T_{COLD\ in}$, $T_{HOT\ in}$) zaś na wyjściu mierzono jej temperaturę końcową ($T_{COLD\ out}$, $T_{HOT\ out}$). Wartości temperatury były wyświetlane oraz archiwizowane za pomocą rejestratora (5). Dodatkowo przy króćcach wlotowych i wylotowych podłączono czujniki z przetwornikami do pomiaru spadku ciśnienia (7). W ten sposób możliwe było zmierzenie oporu przepływu cieczy roboczej na długości wymiennika ciepła.

1.3. Aparatura pomiarowa

Do pomiaru temperatury wody na wejściu i wyjściu wymiennika wykorzystano termometry termoelektryczne typu K. Termometry były indywidualnie cechowane względem termometru wzorcowego, co pozwoliło na pomiar temperatury z dokładnością ± 0,2°C. Do pomiaru natężenia przepływu wody wykorzystano przepływomierze Coriolisa. Były to przepływomierze firmy Enderss&Hauser o zakresie pomiarowym 0 - 250 l/h. Umożliwiały one na pomiar natężenia przepływu z dokładnością ± 0.1% wartości mierzonej, stąd maksymalny możliwy błąd pomiaru natężenia przepływu wynosił ± 0.25 l/h. Do pomiaru oporu przepływu przez wymiennik ciepła wykorzystano przyrządy firmy Endress&Hauser. Były to czujniki różnicy ciśnień o zakresie pomiarowym 0-30 kPa. Błąd pomiaru wykorzystanych przyrządów wynosił ± 0.075% maksymalnego wskazania. Stąd błąd pojedynczego pomiaru spadku ciśnienia wynosił ± 22.5 Pa.

1.4. Procedura badawcza i przeliczanie danych pomiarowych

Wszystkie pomiary zrealizowano w stanach ustalonych. Woda zimna oraz ciepła ($T_{COLD\ in} \approx 15°C$, $T_{HOT\ in} \approx 50°C$) przepływały przez wymiennik ciepła w układzie przeciwprądowym. Natężenie przepływu cieczy roboczych zmieniano w zakresie od 10,2 kg/h do 92,8 kg/h. Przy ustalonych parametrach przepływowych mierzono temperaturę cieczy roboczych w króćcach wlotowych i wylotowych wymiennika. Średnia temperatura czynnika przepływającego przez wymiennik posłużyła do precyzyjnego wyznaczenia jego własności termofizycznych.

Do określenia prędkości średniej w [m/s] cieczy roboczej przepływającej kanałem wymiennika ciepła wykorzystano pomiar jej natężenia przepływ $\dot{m}$ [kg/s]

$$w = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A}, \tag{3}$$

gdzie: ρ [kg/m^3] – gęstość wody zależna od jej średniej temperatury, A [m^2] – pole powierzchni przekroju kanału, którym przepływała ciecz robocza. Pole powierzchni przekroju kanału A wyznaczono zgodnie z zależnością

$$A = \frac{V_k}{L} = \frac{\frac{1}{2}V_f}{L} = \frac{\frac{1}{2}(V - V_s)}{L}, \tag{4}$$

gdzie: V_k [m^3] – objętość kanału TPMS zajmowana przez wybraną ciecz, L [m] – długość TPMS (odległość między wlotem i wylotem cieczy w TPMS).

Wartość liczby Reynoldsa obliczono z zależności

$$Re = \frac{w \cdot d_h}{\nu}, \tag{5}$$

gdzie: ν [m^2/s] – współczynnik lepkości kinematycznej wody zależny od jej średniej temperatury, d_h [m] - średnica hydrauliczna kanału.

Dla kanałów o przekroju nieokrągłym średnica hydrauliczna definiowana jest jako czterokrotność promienia hydraulicznego, gdzie promień hydrauliczny wyznacza się jako stosunek pola przekroju poprzecznego kanału do zwilżonego obwód kanału. Jednak w przypadku wymienników na bazie TPMS bezpośrednie zastosowanie tej definicji jest trudne ze względu na ciągłe zmiany geometrii przekroju poprzecznego kanału wzdłuż kierunku przepływu. W związku z tym przyjmuje się alternatywne podejście oparte na koncepcji używanej w ośrodkach porowatych. W takim przypadku średnicę hydrauliczną definiuje się jako:

$$d_h = \frac{4V_k}{S}, \tag{6}$$

gdzie S [m^2] jest powierzchnią wymiany ciepła.

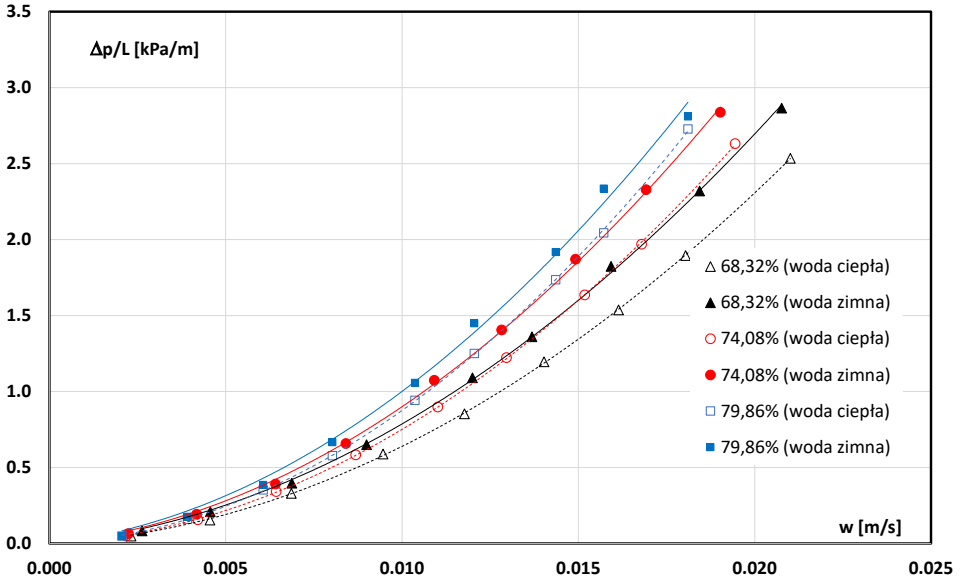
Średni współczynnik tarcia Fanninga f [-], który charakteryzuje opór przepływu i jest powszechnie używany w literaturze w celach porównawczych, wyraża się zależnością:

$$f = \frac{1}{2}\frac{d_h}{L}\frac{\Delta p}{\rho w^2}, \tag{6}$$

gdzie spadek ciśnienia Δp [Pa] odzwierciedla zmierzoną na stanowisku badawczym różnicę między ciśnieniem przed i za TPMS.

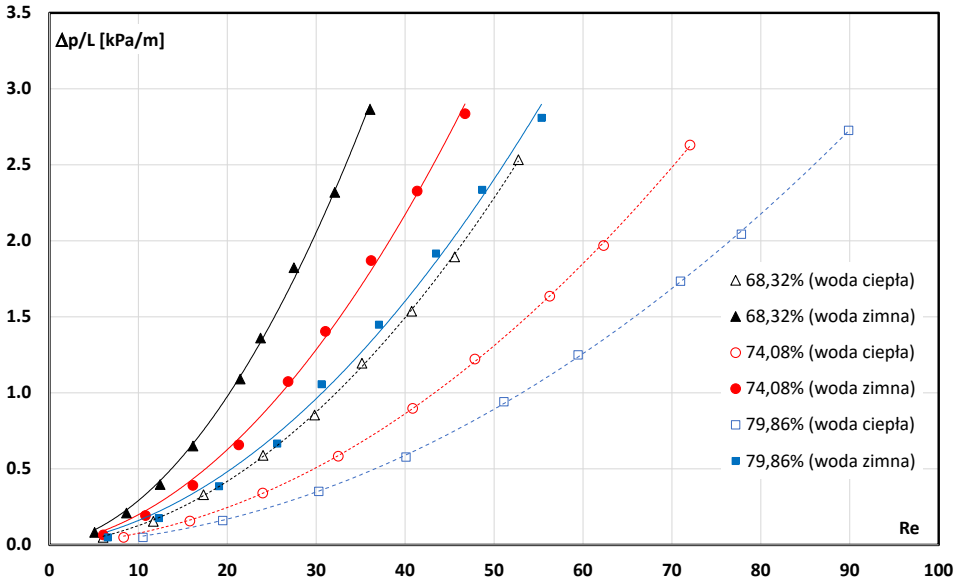
2. Wyniki badań eksperymentalnych

Na Rysunku 4. przedstawiono charakterystyki spadku ciśnienia wody na długości wymiennika w zależności od jej średniej prędkości przepływu.



Rysunek 4. Spadek ciśnienia na długości wymiennika ciepła o różnej porowatości TPMS od prędkości przepływu wody (Źródło: opracowanie własne)

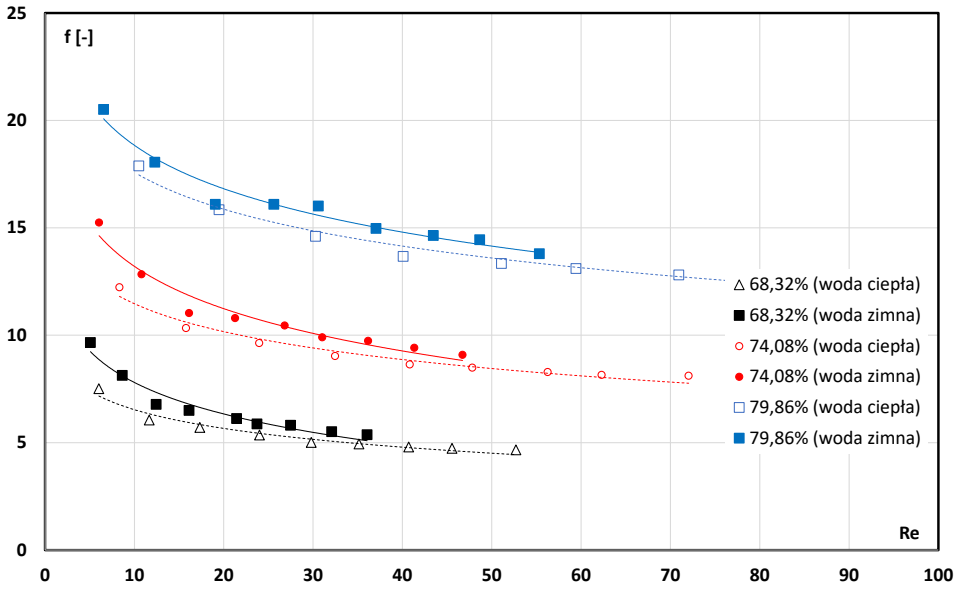
Zauważa się, że im większa jest prędkość przepływu wody, tym większe rejestrowano wartości spadku ciśnienia. Wszystkie charakterystyki mają przebieg paraboliczny, co może świadczyć o turbulentnym charakterze przepływu wody wewnątrz wymiennika. Dzieje się tak niezależnie od średniej temperatury wody, jak i porowatości struktury Gyroid. Zauważa się, że dla wybranej porowatości TPMS spadek ciśnienia na długości wymiennika w przepływie wody ciepłej przyjmuje mniejsze wartości niż w przypadku wody zimnej. Przyczyna jest oczywista i wynika z lepkości cieczy, która przyjmuje niższe wartości, gdy ciecz posiada wyższą temperaturę. Ponadto, zauważa się, że spadek ciśnienia na długości wymiennika, przy stałej wartości średniej prędkości przepływu wody, przyjmował większe wartości dla Gyroida o większej porowatości, czyli większej średnicy hydraulicznej kanału gyroidalnego. Większa średnicy hydrauliczna kanału kojarzy się z mniejszym spadkiem ciśnienia na trasie, lecz przy tej samej średniej prędkości przepływu cieczy, jej masowy przepływ w kanałach o większej średnicy jest większy. Stąd bardziej miarodajne są charakterystyki spadku ciśnienia na długości wymiennika od liczby Reynoldsa – Rysunek 5.



Rysunek 5. Spadek ciśnienia na długości wymiennika ciepła o różnej porowatości TPMS od liczby Reynoldsa (Źródło: opracowanie własne)

Z charakterystyk przedstawionych na Rysunku 5. wynika wyraźny wpływ zarówno średniej temperatury płynu, jak i porowatości TPMS na spadek ciśnienia na długości wymiennika. Mniejsza lepkości cieczy o wyższej temperaturze wyraźnie obniżyła spadek ciśnienia wywołany jej przepływem przez wymiennik ciepła. Ponadto większe opory przepływu rejestrowano dla struktury o mniejszej porowatości. Zmiana porowatości Gyroida od wartości 79,86% do wartości 68,32% powodowała dwukrotny wzrost spadku ciśnienia. Z zaobserwowanego, parabolicznego kształtu charakterystyk wynika, że przepływ cieczy odbywał się turbulentnie. Dla wartości liczby Re < 100, zgodnie z teorią dla kanałów rurowych, przepływ pływu powinien odbywać się laminarnie. Nie mniej, jak wynika z literatury [11–17] w kanałach ukształtowanych powierzchniami minimalnym zmiana charakteru ruchu płynu może zachodzić przy Re ≈ 150. Paraboliczny charakter zmian spadku ciśnienia od liczby Re uzyskany z badań należy tłumaczyć tym, że: a) mierzony spadek ciśnienia obejmuje: opory kontrakcji płynu na wejściu do TPMS, opory ekspansji płynu na wyjściu z TPMS; b) przepływ płynu wewnątrz struktury TPMS nie jest przepływem ustabilizowanym hydrodynamicznie (brak strefy rozbiegu hydraulicznego poprzedzającej strefę pomiaru spadku ciśnienia). Uzyskane przebiegi zależności $\Delta p/L = f\ (Re)$ wskazują, że bez zapewnienia właściwych warunków geometrycznych oraz przepływowych w trakcie eksperymentu, wykorzystanie charakterystyk spadku ciśnienia do oceny charakteru ruchu płynu jest niemożliwe.

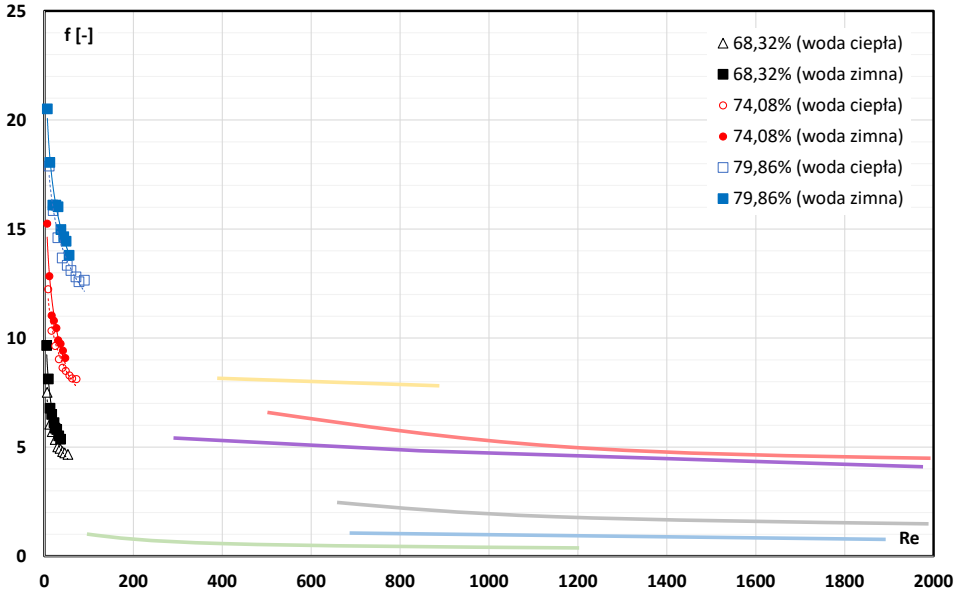
Wpływ liczby Re na średni współczynnik oporu przepływu płynu (współczynnik tarcia Fanninga) przez wymiennik ciepła o różnej porowatości struktury Gyroid od liczby Reynoldsa przedstawiono na rysunku 6.



Rysunek 6. Średni współczynnik oporu przepływu płynu przez wymiennika ciepła o różnej porowatości TPMS typu Gyroid od liczby Reynoldsa (Źródło: opracowanie własne)

Zgodnie z teorią, współczynnik tarcia Fanninga, przy założeniu gładkiej powierzchni kanału, zależy wyłącznie od liczby Reynoldsa. Gdyby współczynnik tarcia był wyłącznie funkcją liczby Reynoldsa, wyniki powinny się ułożyć wzdłuż jednej krzywej. Jak wynika z Rysunku 6., geometria TPMS czyli np. jej porowatość czy średnica hydrauliczna znacząco wpływają na wartość współczynnika tarcia. Według autorów [18] istnieją ograniczenia w podejściu opartym na współczynniku tarcia Fanninga w odniesieniu do geometrii TPMS. Standardowo, współczynnik tarcia wyznaczany jest dla jednolitego przekrój poprzeczny kanału na całej jego długości. Założenie to nie odzwierciedla struktur gyroidalnych, gdzie występują okresowe zwężenia i rozszerzenia kanału, które mają istotny wpływ na lokalne prędkości i ścieżki przepływu.

Porównanie wyników badań własnych współczynnika tarcia z wynikami badań innych autorów przedstawiono na Rysunku 7. Przedstawiono te wyniki badań eksperymentalnych oraz symulacji CFD, które dotyczą wymienników ciepła z TPMS typu Gyroid oraz dla których liczba Reynoldsa przyjmowała wartości mniejsze od 2000. Zauważono brak wyników badań zrealizowanych przy liczbach Re, jakie uzyskano w trakcie badań własnych. Z analizy prezentowanych wyników wynika, że przebieg krzywych ma charakter wykładniczy. Przy małych wartościach liczby Re, współczynnik tarcia przyjmuje duże wartości, by następnie maleć asymptotycznie do stałej wartości przy większych wartościach liczby Reynoldsa. Przebieg krzywych o takim charakterze obserwowano również w graficznej interpretacji wyników badań innych autorów, lecz ze względu na przyjętą na Rysunku 7. skalę na osi rzędnych nie jest on tak wyraźny.



Rysunek 6. Średni współczynnik oporu przepływu płynu od liczby Reynoldsa – porównanie wyników własnych oraz innych autorów: [15], [19], [20], [21], [22], [23]
(Źródło: opracowanie własne)

Ponadto zauważa się, że istnieją wyniki badań współczynnika tarcia według których przyjmuje on wartości poniżej f = 1 [21], ale również takie, gdzie jest on kilkadziesiąt razy większy. Np., wg [24] dla Re = 350 - 600 współczynnik tarcia malał od f = 56 do wartości f = 50. Wskazuje to na potrzebę prowadzenia dalszych badań, zwłaszcza w zakresie bardzo małych liczb Re oraz usystematyzowania wyników na podstawie większej liczby danych.

Podsumowanie i wnioski

W artykule przedstawiono wyniki badania oporów przepływu wody przez drukowane w stali nierdzewnej 316L wymienniki ciepła. Wymienniki o identycznych gabarytach posiadały powierzchnię minimalną typu Gyroid jako powierzchnię wymiany ciepła. Podstawowa komórka Gyroid była powielana wewnątrz obudowy wymiennika tak, że uzyskano struktury o porowatości 68,3%, 74,1% oraz 79,9%. Wyniki pomiaru spadku ciśnienia w przepływie przez wymiennik ciepłej i zimnej wody wykorzystano do oceny charakteru ruchu płynu oraz określenia wartości średniego współczynnika tarcia. W efekcie przeprowadzonych badań stwierdzono, że:

1. spadek ciśnienia na długości wymiennika zależał od: prędkości przepływu wody (im większa była prędkość przepływu wody tym większy był spadek ciśnienia), średniej temperatury wody (im cieplejsza była woda, tym mniejsze były opory przepływu), porowatości struktury TPMS (im mniejsza była porowatość, tym większe były opory przepływu);
2. wzrost porowatości struktury TPMS typu Gyroid z 68,32% do wartości 79,86% powodował spadek oporu przepływu przez badany wymiennik o około 50%;

3. kształt eksperymentalnych charakterystyk spadku ciśnienia od liczby Re sugerował turbulentny przepływ płynu mimo, że liczba Re mieściła się w granicach Re = 6 – 90 (Re < 150), co w wymiennikach ciepła na bazie TPMS przyjmuje się jako zakres laminarnego przepływu płynu;
4. wymagane są dalsze badania współczynnika tarcia w wymiennikach ciepła na bazie TPMS w zakresie bardzo małych liczb Re, a zwłaszcza takie które uwzględniałyby wyłącznie tarciowe opory przepływu w ustabilizowanej hydraulicznie strefie kanałów ukształtowanych przez powierzchnie minimalne.

Nomenklatura

A pole powierzchni przekroju pojedynczego kanału (m-2)
d_h średnica hydrauliczna kanału (m2)
f współczynnik tarcia Fanninga (-)
L długość kanału wymiennika ciepła, struktury typu Gyroid (m)
$\dot{m}$ masowe natężenie przepływu wody (kg × s-1)
p ciśnienie (Pa)
Re liczba Reynoldsa (-)
S pole powierzchni wymiany ciepła (m2)
T temperatura (K)
V objętość całego wymiennika (m3)
V_f objętość wymiennika zajmowana przez oba płyny (m3)
V_s objętość wymiennika zajmowana przez ścianki (m3)
w średnia prędkość przepływu (m × s-1)

ρ gęstość (kg × m-3)
φ porowatość struktury TPMS (-)
ν współczynnik lepkości kinematycznej (m2 × s-1)

Bibliografia

[1] Chen, C. M., Kao, C. Y., Pan, Y. H., Hong, Z. X., Huang, C. F., Lee, S. C., Chan, C. W., & Fuh, Y. K. (2026). Additive manufacturing assisted investment casting of gyroid structure heat exchangers with casting-modulus-driven optimization in 316 L stainless steel castings. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *256*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127965
[2] Huo, Y., Yu, T., Lou, G., Jia, K., Naqvi, S. M. R., Chen, H., & Shen, L. (2026). Convective heat transfer process and performance analysis of TPMS hybrid heat sinks based on Diamond and Gyroid. *Applied Thermal Engineering*, *293*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2026.130474
[3] Ifa, D. A., & Efa, D. A. (2026). TPMS-enabled architectures for heat dissipation in thermal systems: A review of current progress and future directions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *259*, 128401. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2026.128401
[4] Liu, C., Zhang, M., Li, Z., Liang, Y., Bai, Y., Liu, Y., Fu, J., & Wang, D. (2026). Thermal-hydraulic performance of gradient triply periodic minimal surface heat sinks: A combined experimental and numerical study. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *175*. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2026.111029

[5] Wang, H. C., Zheng, S. F., Liu, G., Yan, K. X., Yang, Y. R., Deng, H. W., Du, Q., & Wang, X. D. (2025). Influences of the flow rate and fluid volume in air-kerosene cross-flow heat exchangers using Gyroid-typed triply periodic minimal surfaces. *Applied Thermal Engineering*, *263*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.125336
[6] Lin, W., Dong, Z., Ning, Z., Sun, S., & Cao, Y. (2025). Numerical study on the flow and heat transfer characteristics of marine seawater heat exchanger based on triply periodic minimal surface (TPMS). *Applied Thermal Engineering*, *281*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.128765
[7] Rashid, F. L., Hammoodi, K. A., Al Maimuri, N. M. L., Abdalrahem, M. K., Mohammed, H. I., Ameen, A., Agyekum, E. B., & Bouabidi, A. (2026). Triply periodic minimal surface heat exchanger: Innovations, mathematical modelling, and performance enhancement-a state-of-the-art review. In *International Communications in Heat and Mass Transfer* (Vol. 175, Number P3). Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2026.111120
[8] Zhang, F., Wang, J., Qian, C., Shi, J., Yu, B., & Chen, J. (2025). Performance comparison and analysis of gradient-optimized triply periodic minimal surface heat exchangers based on field synergy principle. *Applied Thermal Engineering*, *275*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.126887
[9] Zhang, F., Qian, C., Wang, J., Xuan, W., Li, Q., Shi, J., Chen, J., & Yu, B. (2026). Gradient-optimized triply periodic minimal surface (TPMS) cold plates for chip cooling under two scenarios: Single and multi-heat sources. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *172*. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2026.110703
[10] Wang, H., Zhao, C., Liu, W., Liu, Z., Bian, H., & Zhang, K. (2025). Advances in triply periodic minimal surface structures for thermal management systems: A comprehensive review. In *Applied Thermal Engineering* (Vol. 279). Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.127481
[11] Yan, K., Deng, H., Wu, Y., Yu, T., Xiao, Y., & Wang, J. (2025). Gyroid-structured heat exchanger optimization via lattice geometric manipulation for enhanced thermo-hydraulic performance: an experimental and numerical research. *International Journal of Thermal Sciences*, *215*. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2025.109966
[12] Troxler, C. J., Freeman, T. B., Odukomaiya, A., & Boetcher, S. K. S. (2026). Experimental characterization of a triply periodic minimal surface PCM-to-air thermal energy storage device. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *255*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127716
[13] Sun, J., Mao, H., Ma, Y., Yang, J., & Liu, J. (2026). Thermal-hydraulic performance and heat transfer sensitivity analysis of diamond-type TPMS with mid-surface offsets in cylindrical coordinates under large temperature difference conditions. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *170*. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2025.109949
[14] Renon, C., & Jeanningros, X. (2025). A numerical investigation of heat transfer and pressure drop correlations in Gyroid and Diamond TPMS-based heat exchanger channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *239*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126599
[15] Morselli, N., Puglia, M., Cossu, M., Pedrazzi, S., Muscio, A., Tartarini, P., & Allesina, G. (2025). An experimental investigation of indirect evaporative cooling in gyroid-based heat exchangers. *Applied Thermal Engineering*, *275*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.126808
[16] Lin, W., Dong, Z., Ning, Z., Sun, S., Shi, J., Sun, B., & Cao, Y. (2026). Numerical investigation on the fluid flow and heat transfer characteristics of a three-fluid TPMS heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, *288*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.129620
[17] Al-Safadi, M., Shuja, S. Z., Almerbati, A., & Zubair, S. M. (2026). CFD benchmarking of triply periodic minimal surface (TPMS) and non-TPMS heat sink geometries: Thermal-hydraulic trade-offs at equal structural volume. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *171*. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2025.110067
[18] Corrêa, C. E. B., Martins, G. S. M., Zilio, G., Jaskowiak, P. A., & Paiva, K. V. (2026). Pressure drop prediction in gyroid triply periodic minimal surfaces structures using experimental data, computational fluid dynamics and artificial neural networks. *Applied Thermal Engineering*, *285*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.129238
[19] Tang, W., Yang, F., You, X., Zhou, Y., Li, X., Zhang, L., Lu, Y., Li, G., Sun, L., Niu, J., Zhang, Z., Zhao,

Y., & Cao, Y. (2026). Thermo-hydraulic performance and flow analysis of six TPMS heat exchangers: An experimental and numerical study. *Applied Thermal Engineering*, *290*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2026.130141
[20] Kim, J. E., Yun, J. S., Moon, G. H., Oh, S. H., Park, K., & Park, C. Y. (2026). Experimental performance comparison between a gyroid-based triply periodic minimal surface (TPMS) heat exchanger and a commercial plate heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, *287*. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.129495
[21] Yan, K., Deng, H., Wu, Y., Wang, J., & Huang, Y. (2025). Effects of lattice geometric manipulation on thermo-hydraulic performance of Gyroid-structured heat exchanger: A numerical study. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *248*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127217
[22] Xiao, Y., Deng, H., Wang, J., & Yan, K. (2025). Numerical investigation of functional modulation in Gyroid-type TPMS structures: Convex and concave-convex geometries. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *169*. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2025.109536
[23] Jia, K., Lou, G., Yu, T., Gu, J., Zhou, K., Naqvi, S. M. R., He, X., Liu, S., Wang, D., & Shen, L. (2026). Thermal-hydraulic performance of Gyroid structured heat exchanger with Voronoi textures. *International Journal of Thermal Sciences*, *222*. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2025.110546
[24] Yan, G., Zhang, Z., Li, S., Zhang, X., Zhang, X., Duan, J., Sun, M., Liu, Y., & Song, Y. (2025). Investigative research on the heat exchangers with triply periodic minimal surface structures under two hybrid methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *242*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126875

Rozdział 4
Zagadnienia implementacji technologii materiałowych oraz technologii addytywnych w procesach cieplnych

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_15

Wpływ topologii na charakterystyki termohydrauliczne wytwarzanych przyrostowo wymienników ciepła o strukturach TPMS: badania eksperymentalne i skalowanie oparte na kryterium PEC

MARCIN KRUZEL[1], KRZYSZTOF DUTKOWSKI[1], TADEUSZ BOHDAL[1], MARIAN TRAFCZYŃSKI[2], JAN BORATYŃSKI[1], JAKUB SAWICKI[1], GRZEGORZ ROBAKOWSKI[1]

[1]Wydział Mechaniczny i Energetyki, Politechnika Koszalińska, 75-453 Koszalin, Polska;
[2]Wydział Budownictwa, Mechaniki i Petrochemii, Politechnika Warszawska, Filia w Płocku;
*Autor korespondencyjny: marcin.kruzel@tu.koszalin.pl

Słowa kluczowe: potrójnie periodyczne powierzchnie minimalne (TPMS); Wytwarzanie przyrostowe; Kompaktowe wymienniki ciepła; Intensyfikacja wymiany ciepła; Spadek ciśnienia; Charakterystyki termohydrauliczne; Kryterium oceny efektywności (PEC)

W pracy przedstawiono eksperymentalne porównanie charakterystyk termohydraulicznych pięciu wytworzonych przyrostowo wymienników ciepła o strukturach potrójnie periodycznych powierzchni minimalnych (TPMS): Gyroid, Diamond, Primitive, Neovius oraz I-WP. Struktury wykonano metodą selektywnego stapiania laserowego proszku w złożu i badano w identycznych warunkach geometrycznych ($\varepsilon \approx 0{,}90$, $V = 3{,}10 \times 10^5$ mm^3), co pozwoliło wyodrębnić wpływ samej topologii na charakterystyki termohydrauliczne. Badania prowadzono w układzie przeciwprądowym woda–woda dla liczb Reynoldsa w zakresie od około 200 do 2500. Strumień ciepła, współczynnik przenikania ciepła, konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła, liczbę Nusselta oraz spadek ciśnienia wyznaczono w pełnym zakresie eksperymentu, natomiast kryterium oceny efektywności (PEC) obliczono dla $Re < 2000$.

Wszystkie badane struktury wykazywały wzrost parametrów cieplnych wraz z wzrostem liczby Reynoldsa, przy czym pomiędzy poszczególnymi topologiami zaobserwowano istotne różnice. Struktura Neovius zapewniała największy strumień ciepła oraz najwyższe wartości współczynnika przenikania ciepła i konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła, generując jednocześnie największy spadek ciśnienia. Struktura Primitive charakteryzowała się najmniejszymi wartościami oporów przepływu, czemu towarzyszyły porównywalnie niższe parametry cieplne. Łączna ocena termohydrauliczna istotnie zmieniła ranking uzyskany wyłącznie na podstawie parametrów cieplnych. W zakresie objętym analizą PEC najwyższą wartość, sięgającą około 2,5, osiągnęła struktura Gyroid, natomiast Neovius osiągnął około 1,9 mimo najlepszych bezwzględnych osiągów cieplnych. Wyniki te pokazują, że topologia maksymalizująca wymianę ciepła niekoniecznie maksymalizuje efektywność termohydrauliczną. Wybór korzystnej geometrii TPMS zależy zatem zarówno od celu projektowego, jak i od roboczej liczby Reynoldsa. Opracowano korelacje potęgowe PEC właściwe dla poszczególnych topologii, wspomagające porównawcze przewidywanie osiągów i wstępny dobór geometrii wymienników ciepła typu TPMS.

Najważniejsze wyniki

Porównano pięć topologii TPMS w identycznych warunkach geometrycznych.
Struktura Neovius zapewnia najwyższe bezwzględne osiągi cieplne i największy spadek ciśnienia.
Struktura Gyroid osiąga najwyższe wartości współczynnika PEC w analizowanym zakresie ($Re < 2000$).
Rankingi cieplne i termohydrauliczne badanych topologii TPMS istotnie się różnią.
Korelacje PEC umożliwiają przewidywanie osiągów w zależności od topologii.

Wprowadzenie

Struktury typu triply periodic minimal surfaces (TPMS) wyłoniły się jako perspektywiczna klasa rdzeni wymienników ciepła o zwartej konstrukcji, ze względu na ich wysoki stosunek powierzchni wymiany ciepła do objętości, ciągłość geometryczną oraz podatność na wytwarzanie przyrostowe. W ostatnich badaniach numerycznych wykazano, że wymienniki ciepła oparte na strukturach TPMS mogą charakteryzować się zwiększoną efektywnością wymiany ciepła oraz korzystnymi charakterystykami liczby jednostek przenikania (NTU, Number of Transfer Units) przy jednoczesnym zachowaniu wysokiej zwartości konstrukcji. Niemniej jednak znaczna część dotychczasowych badań opiera się wyłącznie na analizach numerycznych, bez pełnej walidacji eksperymentalnej [1]. Z tego względu weryfikacja eksperymentalna jest niezbędna do oceny rzeczywistych właściwości cieplno-hydraulicznych tego typu geometrii w warunkach eksploatacyjnych możliwie zbliżonych do rzeczywistych.

Spośród topologii TPMS najszerzej analizowaną strukturą jest gyroid. Badania eksperymentalne wykazały, że wymienniki ciepła wykorzystujące strukturę gyroid mogą charakteryzować się istotnie wyższą intensywnością wymiany ciepła, w porównaniu z konwencjonalnymi konstrukcjami wyposażonymi w kanały prostoliniowe, osiągając wartości liczby Nusselta wyższe o ponad 100% w zakresie liczb Reynoldsa od 100 do 2500. Jednocześnie wykazano niewielką wrażliwość charakterystyk cieplno-hydraulicznych na zmiany porowatości oraz średnicy hydraulicznej [2]. Wyniki badań numerycznych potwierdziły ponadto, że struktury gyroid, primitive oraz Schwarz-Diamond wykazują odmienne charakterystyki wymiany ciepła i spadku ciśnienia w zależności od porowatości, grubości ścianki, wymiarów komórki elementarnej oraz rodzaju czynnika roboczego [3–10]. W literaturze zaproponowano również korelacje opisujące zależność liczby Nusselta oraz współczynnika oporu tarcia od liczby Reynoldsa i właściwości termofizycznych czynnika roboczego. Uzyskane wyniki wskazują na porównywalne właściwości cieplne struktur gyroid i Schwarz-Diamond, przy czym struktura gyroid charakteryzuje się większymi stratami ciśnienia [11].

Porównawcze badania numeryczne wykazały również, że wymienniki ciepła wykorzystujące struktury TPMS mogą osiągać wyższą intensywność wymiany ciepła w porównaniu z wymiennikami ciepła z kanałami drukowanymi (PCHE), zapewniając wzrost intensywności wymiany ciepła o 30–80%, przy jednoczesnym zwiększeniu strat ciśnienia wynikających z oporów tarcia [12]. Wykazano ponadto, że alternatywne topologie TPMS, takie jak Fischer-Koch S, PMY oraz FRD, mogą zapewniać korzystniejszy kompromis pomiędzy intensyfikacją wymiany ciepła a wzrostem spadku ciśnienia w porównaniu ze strukturą gyroid, przy zachowaniu takich samych udziałów objętościowych oraz warunków przepływu [13]. Zastosowanie struktur TPMS rozszerzono również na układy magazynowania energii cieplnej, w których złożona, wzajemnie połączona geometria powierzchni przyczynia się do zwiększenia efektywnej przewodności cieplnej oraz poprawy charakterystyk procesu magazynowania ciepła [14].

W najnowszych badaniach coraz częściej stosuje się zintegrowane podejście numeryczno-eksperymentalne w celu kompleksowej oceny charakterystyk cieplnych i hydraulicznych wymienników ciepła wykorzystujących struktury TPMS, szczególnie w zastosowaniach lotniczych oraz układach wymagających wysokiej intensywności wymiany ciepła [15–18]. Badania eksperymentalne i numeryczne obejmowały również strategie intensyfikacji wymiany ciepła oparte na modyfikacji geometrii powierzchni, zmianie konfiguracji kanałów przepływowych oraz zastosowaniu hybrydowych struktur TPMS. Uzyskane wyniki wskazują na możliwość zwiększenia współczynników przejmowania ciepła przy jednoczesnym ograniczeniu oporów przepływu [19–25]. Analizowano również charakterystyki przepływów dwufazowych oraz zachowanie struktur TPMS w warunkach konwekcji swobodnej, potwierdzając istotny wpływ topologii struktury na charakterystyki spadku ciśnienia oraz mechanizmy transportu ciepła w wyniku konwekcji [26–27].

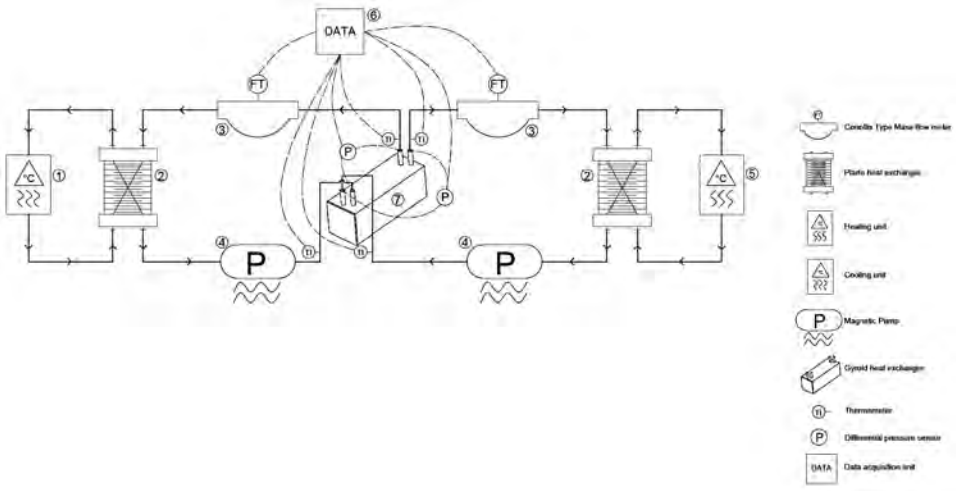
Nowsze badania o charakterze porównawczym rozszerzyły zakres analizowanych geometrii typu TPMS o struktury Schwarz-P, Neovius, G-Prime i FRD, a także o konfiguracje hybrydowe, wykazując istotne zróżnicowanie ich charakterystyk termohydraulicznych, wynikające z odmiennych cech topologicznych i geometrycznych [28–40]. Wśród relatywnie rzadziej analizowanych geometrii TPMS szczególne zainteresowanie w ostatnich latach wzbudza struktura Neovius, charakteryzująca się wysokim stopniem wzajemnego połączenia powierzchni, złożoną topologią oraz znaczną zmiennością lokalnej krzywizny. Cechy te mogą sprzyjać intensyfikacji procesów mieszania płynu, zwiększeniu liczby obszarów o charakterze konwekcyjnym oraz okresowemu zaburzaniu i odtwarzaniu warstwy przyściennej, wpływając tym samym na intensyfikację transportu ciepła. Dotychczasowe wyniki badań wskazują, że specyficzna morfologia struktury Neovius może prowadzić do korzystnych charakterystyk wymiany ciepła i parametrów termohydraulicznych. Jednocześnie dostępna literatura eksperymentalna dotycząca tej geometrii pozostaje stosunkowo ograniczona, a systematyczna walidacja jej właściwości termohydraulicznych, w szczególności w szerokim zakresie warunków przepływowych, nadal wymaga pogłębionych badań [41–43].

Pomimo dynamicznego wzrostu liczby publikacji poświęconych zastosowaniu struktur TPMS w intensyfikacji wymiany ciepła, systematyczne badania eksperymentalne umożliwiające bezpośrednie porównanie wielu topologii w identycznych warunkach geometrycznych i eksploatacyjnych pozostają stosunkowo nieliczne. Znaczna część dostępnych badań koncentruje się na pojedynczych topologiach lub obejmuje porównania struktur różniących się jednocześnie parametrami geometrycznymi, takimi jak porowatość, wymiary charakterystyczne czy objętość, a także materiałem konstrukcyjnym i warunkami pracy. Taki sposób projektowania eksperymentów utrudnia jednoznaczne wyodrębnienie wpływu samej topologii na charakterystyki cieplne i hydrauliczne analizowanych struktur. Co więcej, zwiększenie intensywności wymiany ciepła uzyskiwane w wyniku zastosowania określonej topologii może być związane ze znaczącym wzrostem oporów przepływu, a tym samym ze zwiększeniem wymaganej mocy pompowania. W konsekwencji ocena właściwości wymiennika wyłącznie na podstawie parametrów opisujących intensywność wymiany ciepła nie jest wystarczająca do określenia względnej przydatności poszczególnych geometrii TPMS w zastosowaniach wymiennikowych. Konieczne jest jednoczesne uwzględnienie efektów cieplnych i hydraulicznych, z uwzględnieniem kompromisu pomiędzy intensyfikacją transportu ciepła, a stratami ciśnienia.

Niniejsza praca podejmuje powyższy problem poprzez eksperymentalną, porównawczą ocenę charakterystyk termohydraulicznych pięciu addytywnie wytworzonych wymienników ciepła wykorzystujących topologie TPMS: Gyroid, Diamond, Primitive, Neovius oraz I-WP. Wszystkie analizowane geometrie zaprojektowano i poddano badaniom przy zachowaniu porównywalnych parametrów geometrycznych, obejmujących porowatość $\varepsilon \approx 0{,}90$ oraz objętość $V = 3{,}10 \times 10^5$ mm³, a także przy identycznych warunkach eksploatacyjnych. Wpływ topologii na charakterystyki cieplno-przepływowe określono na podstawie strumienia ciepła, współczynnika przenikania ciepła, współczynnika konwekcyjnego przejmowania ciepła, liczby Nusselta oraz spadku ciśnienia. Uzyskane wyniki wykorzystano następnie do kompleksowej oceny efektywności termohydraulicznej poszczególnych topologii z zastosowaniem kryterium oceny efektywności (Performance Evaluation Criterion, PEC). Analizę przeprowadzono w zakresie przepływu laminarnego, odpowiadającym $Re < 2000$, umożliwiając określenie zależności pomiędzy intensyfikacją wymiany ciepła a towarzyszącym jej wzrostem oporów hydraulicznych oraz ocenę względnej efektywności poszczególnych topologii w funkcji liczby Reynoldsa. W końcowym etapie opracowano korelacje PEC specyficzne dla analizowanych topologii, które stanowią ilościową podstawę do predykcji względnych osiągów termohydraulicznych oraz wstępnego doboru geometrii wymienników TPMS w rozpatrywanym zakresie warunków przepływu laminarnego.

Stanowisko badawcze

Stanowisko eksperymentalne składa się z dwóch niezależnych, zamkniętych obiegów hydraulicznych, odpowiadających stronie czynnika zimnego i gorącego, pracujących w konfiguracji przeciwprądowej (rys. 1). W obiegu zimnym temperatura czynnika roboczego jest kondycjonowana za pomocą agregatu chłodniczego (1), współpracującego z płytowym wymiennikiem ciepła (2). Analogicznie, w obiegu gorącym temperatura czynnika na wlocie do odcinka pomiarowego jest regulowana za pomocą modułu grzewczego (5), połączonego z płytowym wymiennikiem ciepła (2) o analogicznej konstrukcji. W obu obiegach natężenie przepływu masowego jest wyznaczane za pomocą przepływomierzy Coriolisa (3), natomiast wymuszanie cyrkulacji czynnika realizowane jest przez pompy magnetycznej (4). Odcinek pomiarowy stanowi badany wymiennik ciepła z rdzeniem o strukturze TPMS (7), usytuowany centralnie w układzie przepływowym i wyposażony w izolację termiczną ograniczającą wymianę ciepła z otoczeniem. Temperatury czynnika roboczego na wlocie i wylocie z rdzenia TPMS są rejestrowane za pomocą wzorcowanych czujników temperatury (TI), natomiast spadek ciśnienia w obrębie odcinka pomiarowego określany jest na podstawie wskazań przetwornika różnicy ciśnień (P). Wszystkie wielkości pomiarowe są rejestrowane w sposób ciągły i synchroniczny za pośrednictwem układu akwizycji danych (6), co zapewnia jednoczesny zapis parametrów cieplnych i hydraulicznych badanego układu. W trakcie eksperymentów natężenie przepływu czynnika jest stopniowo zmieniane w celu uzyskania kolejnych wartości liczby Reynoldsa w analizowanym zakresie przepływu. Po osiągnięciu przez układ stanu ustalonego rejestrowane wielkości pomiarowe są wykorzystywane do wyznaczenia podstawowych parametrów charakterystyki termohydraulicznej, w tym strumienia ciepła, współczynnika przenikania ciepła oraz spadku ciśnienia i odpowiadających mu strat hydraulicznych.

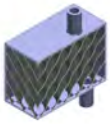
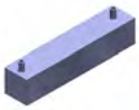
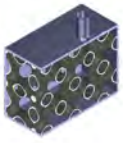


Rys. 1. Schemat stanowiska badawczego: (1) agregat chłodniczy, (2) płytowy wymiennik ciepła, (3) masowy przepływomierz Coriolisa, (4) pompa magnetyczna, (5) moduł grzewczy, (6) układ akwizycji danych, (7) wymiennik ciepła TPMS (gyroid), TI – czujniki temperatury, P – czujnik różnicy ciśnień.

Tabela 1. Zestawienie niepewności pomiarowych i niepewności złożonych

Wielkość	Definicja	Przyjęta niepewność	Wynikowa niepewność względna
T	Temperatura czynnika roboczego	$u(T) = +/-0.10\ K$	**2,8-4%**
ṁ	Strumień masy (Coriolis)	$u(\dot{m})/\dot{m} = 0.10\%$	**0,10%**
Δp	Spadek ciśnienia (przetwornik różnicy ciśnień)	$u(\Delta p) = 0.04\%$	**0,5-3%**
Q	Strumień ciepła	propagowana z ṁ, c_p, ΔT	**3-5%**
h	Konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła	propagowana z Q, A, ΔT	**5-8%**
Nu	Liczba Nusselta	propagowana z h, D_h, λ	**6-10%**
f	Współczynnik oporu tarcia Darcy'ego	propagowana z Δp, w, L	**3-10%**
PEC	Kryterium oceny efektywności	propagowana z Nu i f	**7-12%**

Tabela 2. Parametry geometryczne przyjęte do obliczeń termohydraulicznych wymienników ciepła TPMS

Struktura TPMS	przekrój	płaszcz	Porowatość ε [-]	V_{tot} [mm³]	V_{solid} [mm³]	V_{void} [mm³]	A_{TPMS} [mm²]	D_h [mm]
Gyroid			0,9040	309 709	29 720	279 989	99 067	11,30
Diamond			0,9060	309 709	29 124	280 584	129 742	8,65
Primitive			0,9007	309 709	30 751	278 958	77 917	14,32
Neovius			0,8992	309 709	31 221	278 488	115 634	9,63
I-WP			0,9074	309 709	28 681	281 027	116 010	9,69

Przeanalizowano pięć topologii TPMS: Gyroid, Diamond, Primitive, Neovius oraz I-WP. Wszystkie rdzenie wymienników ciepła charakteryzowały się identycznymi wymiarami zewnętrznymi oraz całkowitą objętością V = 3,10 × 10^5 mm³, przy czym porowatość utrzymywano na poziomie około ε ≈ 0,90. Takie podejście umożliwiło ocenę wpływu topologii TPMS na charakterystyki termohydrauliczne przy jednoczesnym ograniczeniu wpływu różnic w całkowitym rozmiarze rdzenia oraz jego porowatości.

Dla każdej z analizowanych topologii bezpośrednio na podstawie geometrii trójwymiarowej wyznaczono objętość materiału stałego V_{solid}, objętość przestrzeni porowej V_{void} oraz powierzchnię wymiany ciepła struktury TPMS A_{TPMS}. Średnicę hydrauliczną określono z wykorzystaniem podejścia opartego na stosunku objętości do zwilżonej powierzchni, a następnie zastosowano ją w sposób spójny dla wszystkich analizowanych geometrii TPMS. Uzyskane parametry geometryczne zestawiono w tabeli 2.

Materiały i wytwarzanie

Struktury TPMS wytworzono metodą selektywnego przetapiania laserowego proszku w złożu (Laser Powder Bed Fusion, LPBF), powszechnie określaną również jako selektywne topienie laserowe (Selective Laser Melting, SLM), w kontrolowanych warunkach przemysłowych. W niniejszej pracy konsekwentnie stosowano terminologię LPBF, zgodną z aktualnym nazewnictwem technicznym i normatywnym, zachowując jednocześnie oznaczenie SLM w celu zapewnienia spójności terminologicznej z wcześniejszymi publikacjami dotyczącymi analizowanej technologii.

Parametry procesu wytwarzania dobrano w sposób zapewniający uzyskanie wysokiej gęstości względnej oraz odpowiedniej wierności odwzorowania zaprojektowanej geometrii struktur TPMS. Zastosowano moc wiązki laserowej wynoszącą 250 W, prędkość skanowania 950 mm/s, grubość pojedynczej warstwy 40 µm oraz odległość pomiędzy sąsiednimi ścieżkami skanowania równą 100 µm. Proces wytwarzania prowadzono w atmosferze ochronnej, przy zawartości tlenu utrzymywanej poniżej 0,1%, w celu ograniczenia utleniania materiału podczas procesu przetapiania.

Wyniki badań eksperymentalnych

Wyniki badań przedstawiono w formie bezpośredniego porównania pięciu analizowanych topologii TPMS, ukierunkowanego na identyfikację różnic w charakterystykach cieplnych i hydraulicznych wynikających z odmiennej topologii struktur. W pierwszej kolejności przeprowadzono porównawczą analizę strumienia ciepła, współczynnika przenikania ciepła, konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła, liczby Nusselta oraz spadku ciśnienia w funkcji liczby Reynoldsa, obejmującą pełny zakres warunków przepływowych uwzględnionych w badaniach eksperymentalnych.

Łączny wpływ intensyfikacji wymiany ciepła oraz towarzyszącego jej wzrostu oporów przepływu oceniono z wykorzystaniem kryterium oceny efektywności (Performance Evaluation Criterion, PEC). W celu zachowania spójności metodologicznej z przyjętymi zależnościami referencyjnymi dla kanału gładkiego analizę PEC ograniczono do zakresu przepływu laminarnego, odpowiadającego Re < 2000. Dane eksperymentalne uzyskane dla wyższych wartości liczby Reynoldsa wykorzystano w bezpośredniej analizie charakterystyk cieplnych i hydraulicznych, jednak nie uwzględniono ich w obliczeniach PEC ani w procesie wyznaczania korelacji empirycznych opartych na tym kryterium. Wszystkie analizowane topologie poddano identycznej procedurze eksperymentalnej oraz badano przy zachowaniu tych samych ograniczeń geometrycznych i warunków pomiarowych, zapewniając tym samym spójne i bezpośrednio porównywalne podstawy oceny wpływu topologii na charakterystyki termohydrauliczne.

Strumień ciepła wyznaczono niezależnie na podstawie bilansu energetycznego po stronie czynnika gorącego oraz zimnego:

$$Q = \dot{m}_h c_{p,h}(T_{h,in} - T_{h,out}) = \dot{m}_c c_{p,c}(T_{c,out} - T_{c,in}) \quad (1)$$

gdzie Q jest strumieniem ciepła [W], $\dot{m}_h$ oraz $\dot{m}_c$ są strumieniami masy czynnika gorącego i zimnego [kg s^{-1}], $c_{p,h}$ oraz $c_{p,c}$ są ciepłami właściwymi przy stałym ciśnieniu [J (kg K)$^{-1}$], a T_{in} oraz T_{out} oznaczają odpowiednio temperatury wlotową i wylotową danego strumienia.

Względna różnica pomiędzy wartościami strumienia ciepła wyznaczonymi na podstawie bilansu energetycznego po stronie gorącej i zimnej nie przekraczała 4% dla wszystkich analizowanych warunków pracy. Uzyskana zgodność bilansów energetycznych potwierdza prawidłowość zamknięcia bilansu cieplnego oraz zapewnia odpowiednią wiarygodność eksperymentalnego wyznaczania strumienia ciepła.

Dla analizowanego układu przeciwprądowego średnią logarytmiczną różnicę temperatur (Logarithmic Mean Temperature Difference, LMTD) wyznaczono na podstawie zależności:

$$\Delta T_{lm,cf} = \frac{(T_{h,in} - T_{c,out}) - (T_{h,out} - T_{c,in})}{ln(\frac{(T_{h,in} - T_{c,out}}{T_{h,out} - T_{c,in}})} \quad (2)$$

Współczynnik przenikania ciepła obliczono według zależności:

$$k = \frac{Q}{A\,F\,\Delta T lm,cf} \quad (3)$$

gdzie:
Q – strumień ciepła [W],
A – efektywna powierzchnia wymiany ciepła [m²],
F – współczynnik korekcyjny LMTD dla rzeczywistego układu przeciwprądowego,
$\Delta T_{lm,cf}$ – średnia logarytmiczna różnica temperatur dla idealnego układu przeciwprądowego [K].

Konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła wyznaczono na podstawie całkowitego oporu cieplnego wymiennika. Całkowity opór cieplny wyrażono jako:

Średni konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła wyznaczono na podstawie modelu oporów cieplnych:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{h_h} + \frac{\delta}{\lambda_s} + \frac{1}{h_c} \quad (4)$$

gdzie h_h i h_c oznaczają konwekcyjne współczynniki przejmowania ciepła odpowiednio po stronie gorącej i zimnej, δ jest grubością ścianki, a λ_s – przewodnością cieplną materiału.

Ze względu na symetryczną konfigurację odcinka pomiarowego, z identyczną geometrią TPMS po obu stronach czynnika, wodą jako czynnikiem roboczym w obu obiegach oraz porównywalnymi warunkami przepływu, przyjęto, że konwekcyjne współczynniki przejmowania ciepła po stronie gorącej i zimnej są w przybliżeniu równe, $h_h \approx h_c \approx h$. Założenie to pozwala wyrazić wyznaczony doświadczalnie całkowity opór cieplny za pomocą reprezentatywnego średniego konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła h, stosowanego konsekwentnie w ocenie porównawczej wszystkich badanych topologii TPMS.

Przy tym założeniu powyższa zależność upraszcza się do postaci:

$$\frac{1}{k} = \frac{2}{h} + \frac{\delta}{\lambda_s} \Rightarrow h = \frac{2}{\frac{1}{k} - \frac{\delta}{\lambda_s}} \quad (5)$$

Liczbę Nusselta wyznaczono z definicji:

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda} \quad (6)$$

gdzie:
h jest średnim konwekcyjnym współczynnikiem przejmowania ciepła [W m^{-2} K^{-1}],
λ jest przewodnością cieplną czynnika roboczego [W m^{-1} K^{-1}].

Liczbę Reynoldsa obliczono w oparciu o średnicę hydrauliczną struktury TPMS:

$$Re = \frac{\rho w D_h}{\mu} \tag{7}$$

gdzie:
ρ jest gęstością czynnika [kg m^{-3}],
w jest średnią prędkością przepływu [m s^{-1}],
D_h jest średnicą hydrauliczną struktury TPMS [m],
μ jest lepkością dynamiczną [Pa s].

Średnicę hydrauliczną przyjętą w niniejszej pracy zdefiniowano jako $D_h=4V_{void}/A_{TPMS}$, gdzie V_{void} jest objętością pustek wypełnionych czynnikiem, a A_{TPMS} – odpowiadającą jej powierzchnią zwilżaną struktury TPMS. Taka definicja, oparta na stosunku objętości do powierzchni zwilżanej, zapewnia spójny wymiar charakterystyczny dla złożonych geometrycznie obszarów przepływu TPMS i była stosowana jednolicie dla wszystkich badanych topologii.

Współczynnik oporu tarcia Darcy'ego wyznaczono bezpośrednio ze zmierzonego doświadczalnie spadku ciśnienia:

$$f = \frac{2\Delta p D_h}{\rho w^2 L} \tag{8}$$

gdzie:
Δp jest średnim spadkiem ciśnienia na rdzeniu TPMS [Pa],
L jest charakterystyczną długością przepływu [m].

Charakterystyczną długość przepływu oszacowano na podstawie zależności geometrycznych jako:

$$L = \frac{V_{void}}{A_{ref}} \tag{9}$$

gdzie:
V_{void} jest objętością pustek [m^3],
A_{ref} jest referencyjnym polem przekroju poprzecznego [m^2].

Łączne osiągi cieplne i hydrauliczne oceniono za pomocą kryterium oceny efektywności (PEC), zdefiniowanego jako:

$$PEC = \frac{\frac{Nu}{Nu_0}}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \tag{10}$$

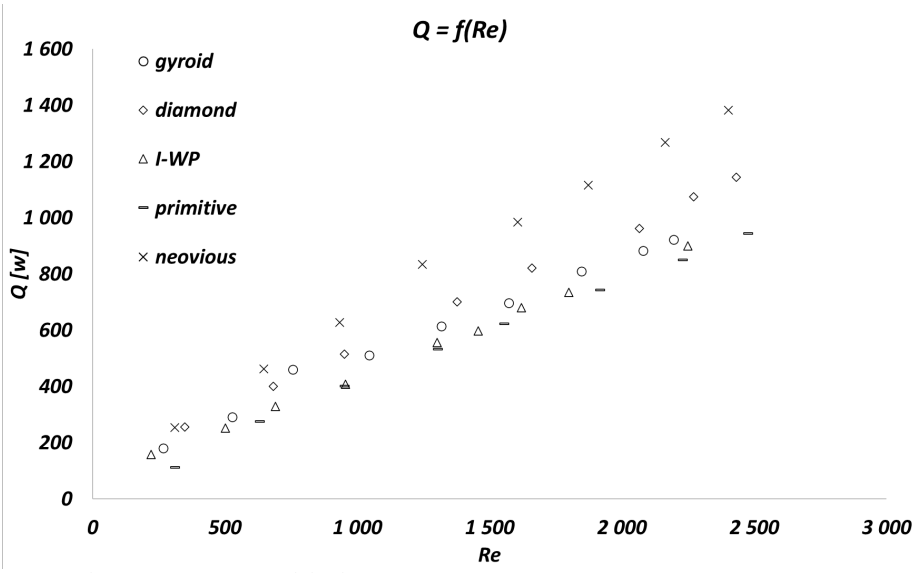
gdzie Nu i f oznaczają odpowiednio liczbę Nusselta oraz współczynnik tarcia Darcy'ego dla struktury TPMS, natomiast Nu_o i f_o odpowiadają wartościom referencyjnym dla gładkiego kanału przy tej samej liczbie Reynoldsa. Wykładnik 1/3 odpowiada warunkowi porównania przy stałej mocy pompowania. Wartości referencyjne Nu_o = 3,66 oraz f_o = 64/Re odpowiadają w pełni rozwiniętemu przepływowi laminarnemu w gładkim kanale kołowym i zostały przyjęte jako podstawa odniesienia w ocenie charakterystyk termohydraulicznych. W celu zachowania spójności z przyjętymi zależnościami

referencyjnymi analizę PEC ograniczono do zakresu przepływu laminarnego (Re < 2000). Dane eksperymentalne uzyskane dla wyższych wartości liczby Reynoldsa wykorzystano do bezpośredniej oceny charakterystyk cieplnych i hydraulicznych, natomiast nie uwzględniono ich w obliczeniach PEC ani w korelacjach wyznaczonych na jego podstawie. Wartość PEC > 1 oznacza, że wzrost intensywności wymiany ciepła w odniesieniu do konfiguracji referencyjnej przewyższa odpowiadający mu wzrost oporów hydraulicznych przy przyjętym kryterium stałej mocy pompowania.

Wpływ topologii na charakterystyki cieplne

Wpływ topologii TPMS na charakterystyki cieplne oceniono na podstawie porównania strumienia ciepła, współczynnika przenikania ciepła, konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła oraz liczby Nusselta w funkcji liczby Reynoldsa. Ze względu na zastosowanie identycznych ograniczeń geometrycznych oraz tej samej procedury eksperymentalnej dla wszystkich analizowanych struktur, obserwowane różnice można bezpośrednio przypisać wpływowi topologii TPMS na charakterystyki cieplne wymiennika.

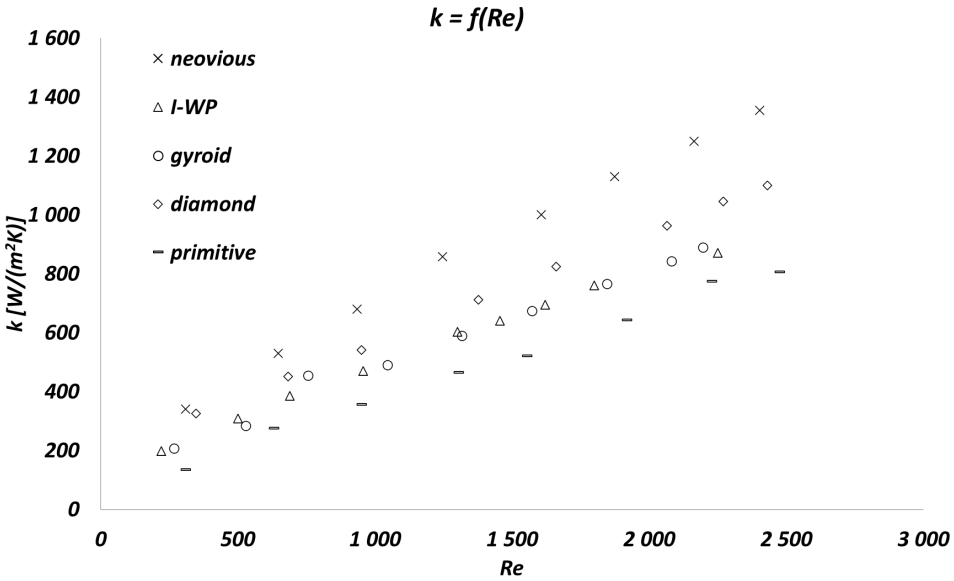
Jak przedstawiono na Rys. 2., strumień ciepła wzrasta systematycznie wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa dla wszystkich badanych struktur TPMS. W całym analizowanym zakresie obserwuje się jednak wyraźne zróżnicowanie wartości tego parametru pomiędzy poszczególnymi topologiami. Struktura Neovius charakteryzuje się konsekwentnie najwyższym strumieniem ciepła, przy czym różnica względem pozostałych topologii zwiększa się wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Struktury Gyroid i Diamond osiągają wartości pośrednie, wykazując przy tym stosunkowo zbliżony przebieg, natomiast Primitive i I-WP na ogół charakteryzują się niższymi wartościami strumienia ciepła.



Rys. 2. Porównanie strumienia ciepła (Q) w funkcji liczby Reynoldsa dla badanych struktur TPMS.

Ze względu na niemal identyczną porowatość oraz jednakową objętość całkowitą badanych rdzeni, obserwowanych różnic nie można przypisać zmianom tych globalnych parametrów geometrycznych. Wyniki wskazują zatem na istotny wpływ samej topologii TPMS na uzyskiwany strumień ciepła. Zwiększające się rozdzielenie krzywych wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa wskazuje ponadto, że znaczenie topologii w kształtowaniu charakterystyk cieplnych wzrasta wraz z intensyfikacją przepływu.

Współczynnik przenikania ciepła wzrasta wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa dla wszystkich analizowanych geometrii TPMS (Rys. 3.), co wskazuje na zwiększenie intensywności wymiany ciepła wraz ze wzrostem intensywności przepływu. Różnice pomiędzy poszczególnymi strukturami pozostają wyraźne w całym analizowanym zakresie. Struktura Neovius charakteryzuje się najwyższymi wartościami współczynnika przenikania ciepła (k), natomiast Gyroid i Diamond wykazują porównywalne, pośrednie wartości. Struktura Primitive osiąga na ogół niższe wartości, podczas gdy I-WP charakteryzuje się najniższym współczynnikiem przenikania ciepła w większości analizowanego zakresu liczby Reynoldsa.

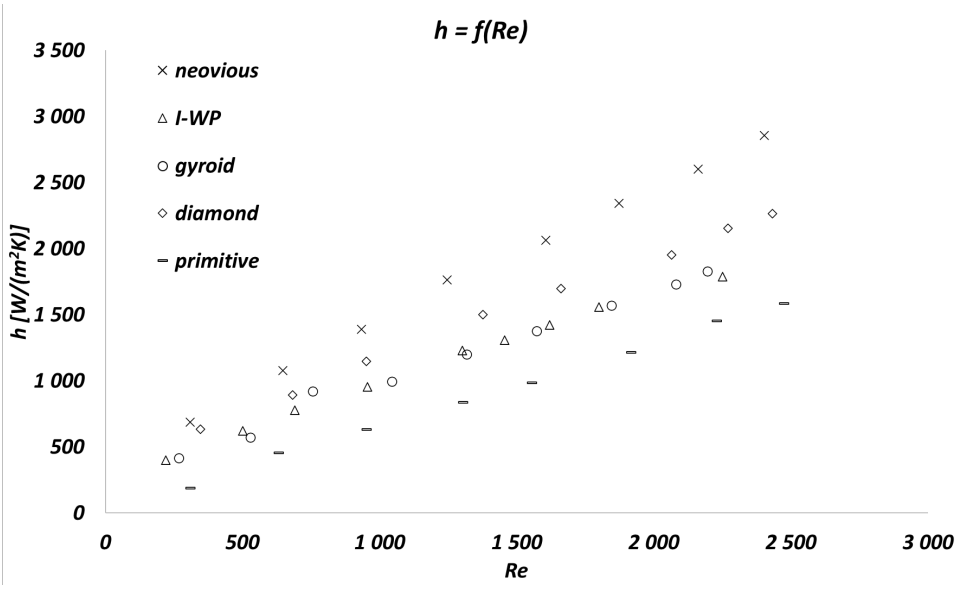


Rys. 3. Porównanie współczynnika przenikania ciepła (k) w funkcji liczby Reynoldsa dla badanych struktur TPMS.

Utrzymywanie się obserwowanych różnic przy zachowaniu identycznych globalnych parametrów geometrycznych wskazuje, że sama porowatość nie jest wystarczającym parametrem do opisu charakterystyk cieplnych wymienników TPMS. Struktury o zbliżonej porowatości mogą charakteryzować się istotnie różnymi wartościami współczynnika przenikania ciepła, co potwierdza znaczący wpływ topologii TPMS na charakterystyki cieplne wymiennika.

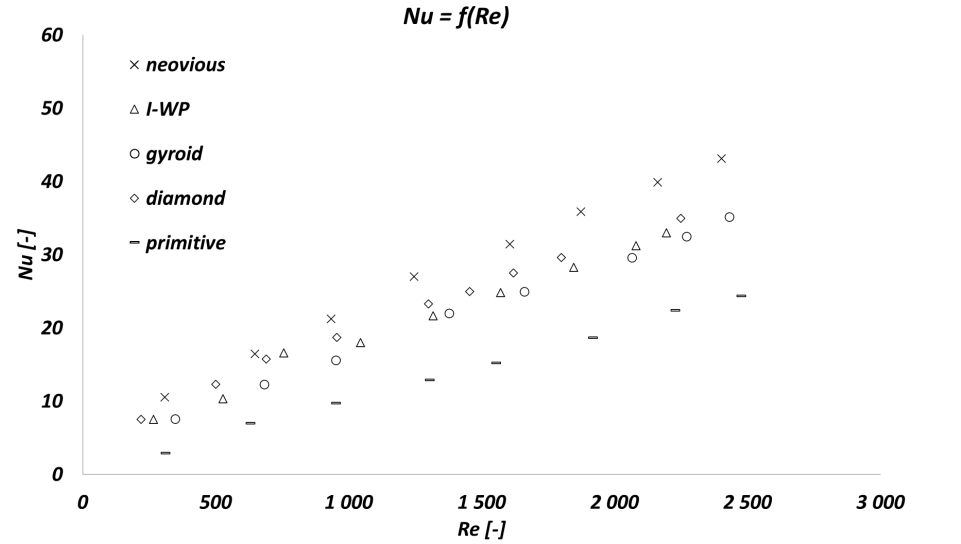
Wpływ topologii jest szczególnie wyraźny w przypadku konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła (Rys. 4.). Dla wszystkich analizowanych struktur wartość h wzrasta systematycznie wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Struktura Neovius charakteryzuje się najwyższymi wartościami konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła w całym badanym zakresie, natomiast Gyroid i Diamond wykazują wartości pośrednie. Struktury Primitive i I-WP osiągają na ogół niższe wartości.

Uzyskane wyniki potwierdzają, że topologia wewnętrzna ma bezpośredni wpływ na intensywność konwekcyjnej wymiany ciepła, nawet przy zachowaniu zbliżonej porowatości oraz objętości rdzenia. Wskazuje to, że cechy geometryczne poszczególnych powierzchni TPMS odgrywają istotną rolę w kształtowaniu intensywności transportu ciepła w wyniku konwekcji.



Rys. 4. Porównanie konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła (h) w funkcji liczby Reynoldsa dla badanych struktur TPMS.

Liczba Nusselta rośnie systematycznie wraz z liczbą Reynoldsa dla wszystkich badanych struktur TPMS, co przedstawiono na Rys. 5. Struktura Neovius wykazuje najwyższe wartości (Nu) w większości badanego zakresu. Stosunkowo wysokie liczby Nusselta osiąga również struktura Primitive, mimo niższego konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła, natomiast Gyroid i Diamond przyjmują wartości pośrednie. Najniższe wartości (Nu) wykazuje na ogół struktura I-WP.



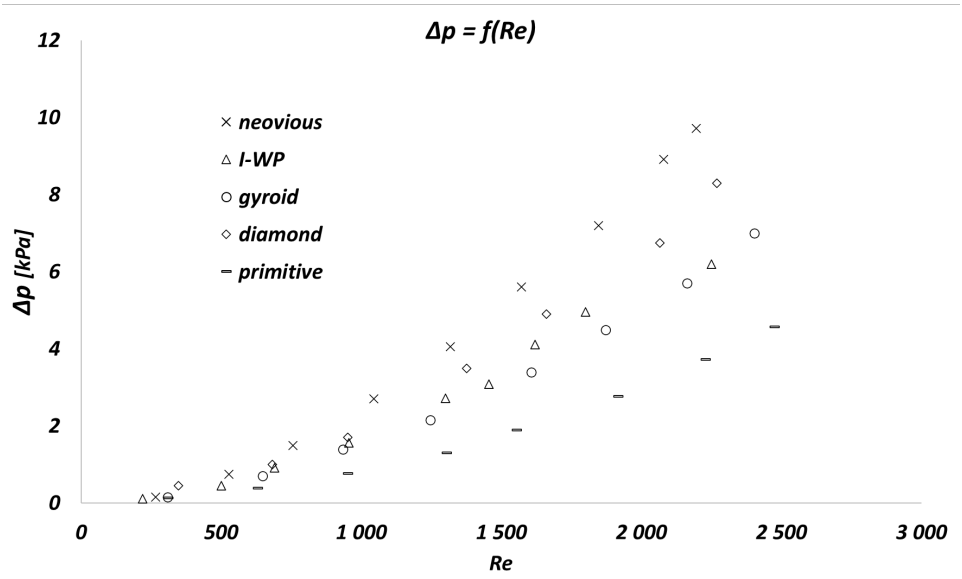
Rys. 5. Porównanie liczby Nusselta (Nu) w funkcji liczby Reynoldsa dla badanych struktur TPMS.

Różnice w rankingach opartych na (h) i (Nu) wynikają z uwzględnienia w definicji liczby Nusselta średnicy hydraulicznej właściwej dla danej topologii. W konsekwencji liczba Nusselta stanowi bezwymiarowy opis konwekcyjnej wymiany ciepła, uwzględniający różnice w wymiarze charakterystycznym badanych struktur. Wyniki pokazują ponadto, że bezpośrednie porównanie geometrii TPMS wymaga spójnego traktowania zarówno ich charakterystyk cieplnych, jak i zależnych od topologii parametrów geometrycznych.

Wpływ topologii na charakterystyki hydrauliczne

Charakterystyki cieplne wymienników TPMS należy analizować w powiązaniu z oporami hydraulicznymi wynikającymi ze złożonej geometrii wewnętrznej. W związku z tym spadek ciśnienia wyznaczono dla wszystkich badanych topologii w odpowiadającym im zakresie liczby Reynoldsa. Ponieważ pomiar różnicy ciśnień przeprowadzano na identycznym odcinku pomiarowym o długości 0,33 m dla wszystkich analizowanych struktur, uzyskane wyniki stanowią bezpośrednią podstawę do porównania oporów hydraulicznych generowanych przez poszczególne topologie TPMS.

Rysunek 6. pokazuje, że spadek ciśnienia wzrasta nieliniowo wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa dla wszystkich analizowanych struktur TPMS. Pomiędzy poszczególnymi topologiami występują wyraźne różnice, szczególnie przy wyższych wartościach liczby Reynoldsa. Największy spadek ciśnienia w analizowanym zakresie odnotowano dla struktury Neovius, a następnie dla Diamond. Struktury Gyroid i I-WP charakteryzują się pośrednimi oporami hydraulicznymi, natomiast Primitive wykazuje na ogół najmniejszy spadek ciśnienia.



Rys. 6. Porównanie spadku ciśnienia w funkcji liczby Reynoldsa dla badanych struktur TPMS.

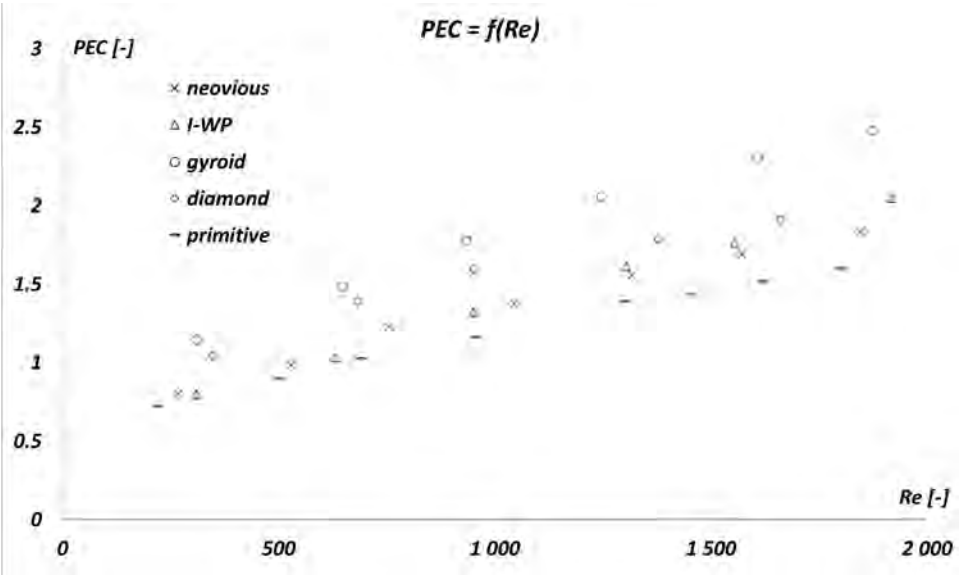
Charakterystyki hydrauliczne uzupełniają tendencje cieplne przedstawione na Rys. 2.–5. Struktura Neovius, charakteryzująca się najwyższym strumieniem ciepła oraz najwyższymi wartościami współczynników wymiany ciepła, generuje jednocześnie największe opory hydrauliczne. Odmienną charakterystykę wykazuje struktura Primitive, łącząca stosunkowo niewielkie straty ciśnienia z niższymi osiągami cieplnymi. Wyniki wskazują, że ocena charakterystyk wymienników TPMS wyłącznie

na podstawie intensyfikacji wymiany ciepła może prowadzić do odmiennej oceny poszczególnych topologii niż analiza uwzględniająca jednocześnie ich charakterystyki hydrauliczne.

Ocena charakterystyk termohydraulicznych

Ocenę termohydrauliczną z wykorzystaniem kryterium PEC ograniczono do zakresu przepływu laminarnego (Re < 2000), zapewniając zgodność z przyjętymi wartościami referencyjnymi dla gładkiego kanału, tj. $Nu_o = 3{,}66$ oraz $f_o = 64/Re$. Przedstawione wyniki wskazują na wyraźny kompromis pomiędzy intensyfikacją wymiany ciepła a wzrostem oporów hydraulicznych. W celu jednoczesnego uwzględnienia obu efektów zastosowano kryterium oceny efektywności (PEC) do porównania całkowitych charakterystyk termohydraulicznych analizowanych struktur TPMS. Podejście to umożliwia ocenę intensyfikacji wymiany ciepła względem konfiguracji referencyjnej z jednoczesnym uwzględnieniem odpowiadającego jej wzrostu oporów przepływu.

Rysunek 7. pokazuje, że wartość PEC wzrasta wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa dla wszystkich badanych struktur TPMS, przy czym tempo tego wzrostu istotnie różni się pomiędzy poszczególnymi topologiami. Przy niższych wartościach liczby Reynoldsa różnice w wartościach PEC są stosunkowo niewielkie. Wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa krzywe stopniowo się rozdzielają, kształtując wyraźne zróżnicowanie efektywności termohydraulicznej poszczególnych topologii.



Rys. 7. Kryterium oceny efektywności (PEC) w funkcji liczby Reynoldsa dla badanych struktur TPMS w analizowanym zakresie (Re < 2000).

Struktura Gyroid wykazuje największy wzrost wartości PEC i osiąga najwyższe wartości w górnym zakresie analizowanych laminarnych liczb Reynoldsa, sięgające około 2,5. Stosunkowo wysokie wartości PEC uzyskują również struktury Diamond i I-WP, natomiast dla struktury Neovius wartość PEC osiąga około 1,9, pomimo jej najwyższych bezwzględnych osiągów cieplnych. Struktura Primitive charakteryzuje się przy wyższych liczbach Reynoldsa niższymi wartościami PEC w porównaniu z pozostałymi strukturami.

Wyniki uzyskane na podstawie PEC zmieniają zatem ranking topologii wynikający wyłącznie z porównania parametrów cieplnych. W przypadku struktury Neovius wyższym osiągom cieplnym towarzyszą większe opory hydrauliczne, które ograniczają jej efektywność termohydrauliczną. Struktura Gyroid łączy natomiast intensyfikację wymiany ciepła z niższymi stratami ciśnienia, uzyskując tym samym korzystniejszy bilans termohydrauliczny przy wyższych liczbach Reynoldsa.

Wyniki te wskazują, że topologia zapewniająca najwyższe bezwzględne osiągi cieplne nie musi charakteryzować się najwyższą efektywnością termohydrauliczną. Różnice w przebiegu PEC w funkcji liczby Reynoldsa wskazują ponadto, że korzystność poszczególnych topologii TPMS zależy od zakresu pracy. Struktura Neovius jest korzystna w przypadku, gdy podstawowym kryterium są maksymalne bezwzględne osiągi cieplne, natomiast Gyroid wykazuje korzystniejszą charakterystykę przy jednoczesnym uwzględnieniu intensyfikacji wymiany ciepła i oporów hydraulicznych.

Korelacje PEC i ich zdolność predykcyjna

Wyniki badań pokazują, że przebieg PEC w funkcji liczby Reynoldsa różni się pomiędzy badanymi topologiami TPMS. W celu ilościowego opisu tych tendencji do danych doświadczalnych w analizowanym zakresie (Re < 2000) dopasowano korelacje potęgowe właściwe dla poszczególnych topologii, o postaci:

$$PEC = C\,Re^{b} \tag{11}$$

gdzie (C) i (b) są współczynnikami dopasowania właściwymi dla danej topologii. Współczynnik (C) charakteryzuje ogólny poziom osiągów termohydraulicznych, natomiast wykładnik (b) opisuje tempo zmian PEC wraz z liczbą Reynoldsa w badanym zakresie.

Tabela 3. Współczynniki korelacji PEC właściwych dla poszczególnych topologii (PEC = CRe^{b}) dla badanych struktur TPMS w analizowanym zakresie (Re < 2000).

Geometria	C	b	Korelacja	(R^2)
Gyroid	0,0995	0,387	$PEC = 0.0995Re^{0.387}$	0,949
Diamond	0,1067	0,391	$PEC = 0.1067Re^{0.391}$	0,991
Primitive	0,0763	0,412	$PEC = 0.0763Re^{0.412}$	0,983
I-WP	0,00783	0,509	$PEC = 0.00783Re^{0.509}$	0,987
Neovius	0,0777	0,462	$PEC = 0.0777Re^{0.462}$	0,993

Mimo pewnego zróżnicowania dopasowanych wykładników w zależności od topologii, wprowadzono uogólnioną korelację PEC ze wspólnym wykładnikiem liczby Reynoldsa, aby uzyskać zwarty, porównawczy opis zbioru danych doświadczalnych:

$$PEC = C_i\,Re^{b_i} \tag{12}$$

gdzie b_i jest wspólnym wykładnikiem liczby Reynoldsa wyznaczonym ze złożonego zbioru danych doświadczalnych, a C_i jest współczynnikiem zależnym od topologii. Wspólny wykładnik zapewnia jednolite skalowanie względem liczby Reynoldsa, natomiast C_i uwzględnia różnice osiągów termohydraulicznych pomiędzy poszczególnymi topologiami TPMS. Uzyskane współczynniki zestawiono w Tabeli 4.

Średni wykładnik skalowania obliczony dla wszystkich geometrii TPMS wynosi:

$$\bar{b} = 0.48 \tag{13}$$

Na tej podstawie można zaproponować ujednoliconą korelację uogólnioną:

$$PEC = C_{TPMS}\, Re^{0.48} \tag{14}$$

gdzie C_{TPMS} jest współczynnikiem zależnym od topologii.

Wykładniki skalowania uzyskane dla poszczególnych geometrii TPMS różnią się istotnie, co wskazuje na wpływ mechanizmów przepływu charakterystycznych dla danej topologii na charakterystyki termohydrauliczne. W szczególności struktura I-WP wykazuje wyższy wykładnik skalowania, wskazujący na odmienną charakterystykę zależności pomiędzy analizowanymi parametrami.

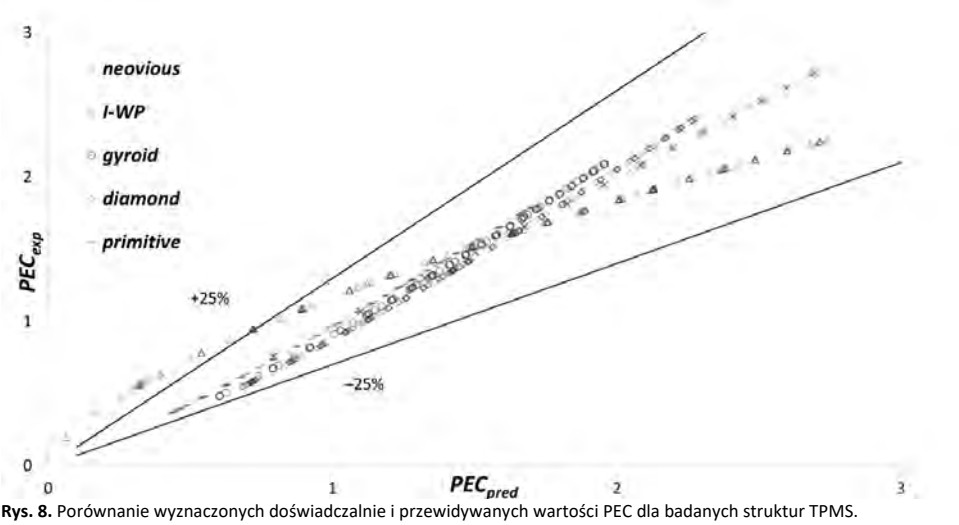
Ujednoliconą korelację należy zatem traktować jako przybliżone narzędzie, przydatne do wstępnego projektowania i porównań, a nie jako uniwersalny model fizyczny. W celu uzyskania dokładniejszych przewidywań należy stosować korelacje właściwe dla poszczególnych topologii, przedstawione w tabeli 3.

Tabela 4. Współczynniki zależne od topologii

Geometria	C_{TPMS}
Diamond	0,05147
Gyroid	0,05586
Neovius	0,04760
Primitive	0,04969
I-WP	0,06149

Współczynniki korelacji wyznaczono metodą regresji najmniejszych kwadratów w skali logarytmicznej, zgodnie z zależnością:

$$ln(PEC) = ln(a) + b\, ln(Re) \tag{15}$$



Rys. 8. Porównanie wyznaczonych doświadczalnie i przewidywanych wartości PEC dla badanych struktur TPMS.

Rysunek 8. przedstawia porównanie doświadczalnie wyznaczonych wartości PEC z wartościami przewidywanymi na podstawie korelacji uogólnionej. Większość punktów pomiarowych mieści się w paśmie odchyleń ±25%, co wskazuje na zadowalającą zgodność predykcji w analizowanym zakresie. Obserwowane odchylenia zależą od topologii i odzwierciedlają ograniczenia opisu pięciu różniących się geometrycznie struktur TPMS za pomocą jednego wspólnego wykładnika liczby Reynoldsa.

Korelacja uogólniona stanowi zatem praktyczne narzędzie do porównawczej oceny topologii TPMS, natomiast w przypadku wymaganej większej dokładności predykcji dla konkretnej geometrii należy stosować korelacje właściwe dla poszczególnych topologii, zestawione w tabeli 3.

Wnioski

W pracy przeprowadzono badania doświadczalne wpływu topologii TPMS na charakterystyki termohydrauliczne pięciu addytywnie wytworzonych wymienników ciepła: Gyroid, Diamond, Primitive, Neovius oraz I-WP, badanych przy identycznych warunkach geometrycznych ($\varepsilon \approx 0{,}90$, $V = 3{,}10 \times 10^5$ mm^3). Wyniki wskazują, że topologia istotnie wpływa zarówno na charakterystyki cieplne, jak i opory hydrauliczne, pomimo zachowania zbliżonej porowatości oraz objętości rdzenia.

Główne wnioski są następujące:

- Strumień ciepła, współczynnik przenikania ciepła, konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła oraz liczba Nusselta wzrastają wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa dla wszystkich badanych struktur TPMS, przy czym ich wartości istotnie różnią się pomiędzy poszczególnymi topologiami.
- Struktura Neovius charakteryzuje się najwyższymi bezwzględnymi osiągami cieplnymi, osiągając największy strumień ciepła oraz najwyższe wartości współczynnika przenikania ciepła i konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła w badanym zakresie. Jednocześnie wykazuje największy spadek ciśnienia.
- Struktura Primitive charakteryzuje się na ogół najmniejszymi oporami hydraulicznymi, jednak jej niższe osiągi cieplne ograniczają uzyskiwaną efektywność termohydrauliczną.
- Analiza PEC prowadzi do odmiennego uporządkowania topologii w porównaniu z oceną opartą wyłącznie na parametrach cieplnych. W analizowanym zakresie ($Re < 2000$) struktura Gyroid wykazuje największy wzrost PEC i osiąga najwyższe wartości, sięgające około 2,5. Dla struktury Neovius wartość PEC osiąga około 1,9, pomimo jej najwyższych bezwzględnych osiągów cieplnych.
- Wyniki wskazują, że topologia zapewniająca najwyższą intensywność wymiany ciepła nie musi charakteryzować się najwyższą efektywnością termohydrauliczną. Struktura Neovius jest korzystna w przypadku, gdy podstawowym celem projektowym są maksymalne bezwzględne osiągi cieplne, natomiast Gyroid wykazuje korzystniejszy bilans pomiędzy intensyfikacją wymiany ciepła a oporami hydraulicznymi przy wyższych liczbach Reynoldsa.
- Zróżnicowanie przebiegu PEC wskazuje, że korzystność poszczególnych topologii TPMS zależy od roboczej liczby Reynoldsa. Dobór topologii powinien zatem uwzględniać zakładany zakres pracy oraz przyjęte kryterium projektowe.
- Korelacje potęgowe właściwe dla poszczególnych topologii umożliwiają ilościowe przewidywanie wartości PEC dla konkretnych geometrii. Opracowana uogólniona korelacja PEC, wykorzystująca wspólny wykładnik liczby Reynoldsa oraz współczynniki zależne od topologii, stanowi dodatkowo narzędzie do porównawczej oceny badanych struktur w analizowanym zakresie.

Przedstawione wyniki dotyczą badanych geometrii TPMS, poziomu porowatości, czynnika roboczego oraz analizowanego zakresu liczby Reynoldsa. Bezpośrednia analiza cieplna i hydrauliczna obejmuje pełny zakres eksperymentu ($Re \approx 200–2500$), natomiast ocenę opartą na PEC oraz odpowiadające jej korelacje ograniczono do $Re < 2000$, w celu zachowania zgodności z przyjętymi laminarnymi korelacjami referencyjnymi dla gładkiego kanału. Dalsze badania powinny obejmować inne poziomy

porowatości i zakresy pracy oraz analizę zależności pomiędzy lokalnymi charakterystykami przepływu, a obserwowanymi charakterystykami termohydraulicznymi.

Wykaz oznaczeń

Skróty

AM	Wytwarzanie przyrostowe
LMTD	Średnia logarytmiczna różnica temperatur
PEC	Kryterium oceny efektywności
SLM	Selektywne stapianie laserowe
TPMS	Potrójnie periodyczna powierzchnia minimalna

Symbole greckie

β	objętościowy współczynnik rozszerzalności cieplnej [K^{-1}]
δ	grubość ścianki [m]
ε	porowatość [-]
λ	przewodność cieplna czynnika [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]
μ	lepkość dynamiczna [$Pa \cdot s$]
ν	lepkość kinematyczna [$m^2 \cdot s^{-1}$]
ρ	gęstość [$kg \cdot m^{-3}$]

Symbole łacińskie

A — efektywna powierzchnia wymiany ciepła [m^2]
Aref — referencyjna powierzchnia przekroju poprzecznego [m^2]
b — wykładnik skalowania [-]
$\bar{b}$ — średni wykładnik skalowania [-]
CTPMS — współczynnik zależny od topologii w uogólnionej korelacji PEC [-]
c_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]
D_h — średnica hydrauliczna [m]
F — współczynnik korekcyjny średniej logarytmicznej różnicy temperatur (LMTD) [-]
f — współczynnik tarcia Darcy'ego [-]
h — średni konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]
k — współczynnik przenikania ciepła [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]
L — charakterystyczna długość przepływu [m]
$\dot{m}$ — strumień masowy [$kg \cdot s^{-1}$]
Nu — liczba Nusselta [-]
Nu_o — referencyjna liczba Nusselta dla gładkiego kanału [-]
P — współczynnik korekcyjny [-]
Pr — liczba Prandtla [-]
Q — strumień ciepła [W]
R — współczynnik korekcyjny [-]
Re — liczba Reynoldsa [-]
V_{tot} — całkowita objętość rdzenia TPMS [m^3]
V_{solid} — objętość materiału stałego struktury TPMS [m^3]
V_{void} — objętość przestrzeni pustej struktury TPMS [m^3]
w — średnia prędkość przepływu [$m \cdot s^{-1}$]

Indeksy dolne

cf	przeciwprąd
cold	czynnik zimny
hot	czynnik gorący
lm	średnia logarytmiczna

TPMS potrójnie periodyczna powierzchnia minimalna
0 kanał gładki odniesienia

LITERATURA

[1] M. Alteneiji, M. I. H. Ali, K. A. Khan, and R. K. A. Al-Rub, "Heat transfer effectiveness characteristics maps for additively manufactured TPMS compact heat exchangers," *Energy Storage and Saving*, vol. 1, no. 3, pp. 153–161, Sep. 2022, doi: 10.1016/j.enss.2022.04.005.
[2] B. W. Reynolds, C. J. Fee, K. R. Morison, and D. J. Holland, "Characterisation of Heat Transfer within 3D Printed TPMS Heat Exchangers," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 212, Sep. 2023, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124264.
[3] G. Brambati, M. Guilizzoni, and S. Foletti, "Convective heat transfer correlations for Triply Periodic Minimal Surfaces based heat exchangers," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 242, Apr. 2024, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2024.122492.
[4] D. Ansari and C. Duwig, "A gyroid TPMS heat sink for electronic cooling," *Energy Convers. Manag.*, vol. 319, Nov. 2024, doi: 10.1016/j.enconman.2024.118918.
[5] M. Chen *et al.*, "Thermal performances of Gyroid-fin heat sink for power chips," *Case Studies in Thermal Engineering*, vol. 61, Sep. 2024, doi: 10.1016/j.csite.2024.105095.
[6] O. Bonner-Hutton *et al.*, "Analysis of gyroid heat exchangers for superconducting electric motors," *Mater. Today Proc.*, 2023, doi: 10.1016/j.matpr.2023.03.780.
[7] O. R. Luis Guillermo, G. O. Arturo, P. B. James, and P. Saul, "Computational analysis and engineering modeling for the heat transfer and fluid flow through the gyroid TPMS structure," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 268, Jun. 2025, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2025.125865.
[8] R. Attarzadeh, S. H. Attarzadeh-Niaki, and C. Duwig, "Multi-objective optimization of TPMS-based heat exchangers for low-temperature waste heat recovery," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 212, Jul. 2022, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.118448.
[9] S. Samson, P. Tran, and P. Marzocca, "Design and modelling of porous gyroid heatsinks: Influences of cell size, porosity and material variation," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 235, Nov. 2023, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2023.121296.
[10] F. Chen, X. Jiang, C. Lu, Y. Wang, P. Wen, and Q. Shen, "Heat transfer efficiency enhancement of gyroid heat exchanger based on multidimensional gradient structure design," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 149, Dec. 2023, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.107127.
[11] C. Renon and X. Jeanningros, "A numerical investigation of heat transfer and pressure drop correlations in Gyroid and Diamond TPMS-based heat exchanger channels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 239, Apr. 2025, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126599.
[12] W. Li, G. Yu, and Z. Yu, "Bioinspired heat exchangers based on triply periodic minimal surfaces for supercritical CO2 cycles," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 179, Oct. 2020, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2020.115686.
[13] I. El Khadiri, M. Abouelmajd, M. Zemzami, N. Hmina, M. Lagache, and S. Belhouideg, "Comprehensive analysis of flow and heat transfer performance in triply periodic minimal surface (TPMS) heat exchangers based on Fischer-Koch S, PMY, FRD, and Gyroid structures," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 156, Aug. 2024, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107617.
[14] M. Molteni, S. Candidori, S. Graziosi, and E. Gariboldi, "Design of thermal conductivity, permeability, and heat storage behavior of Composite Phase Change Materials based on metallic TPMS lattices," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 241, May 2025, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126730.

[15] W.-H. Lai and A. Samad, “Development and flow optimization of ‘Gyroid’ based additive manufacturing heat exchanger: Both computational and experimental analyses,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 213, p. 109835, Jul. 2025, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2025.109835.
[16] P. Knödler and V. Dreissigacker, “Fluid Dynamic Assessment and Development of Nusselt Correlations for Fischer Koch S Structures,” *Energies (Basel).*, vol. 17, no. 3, Feb. 2024, doi: 10.3390/en17030688.
[17] M. Z. Saghir and M. Yahya, “Convection Heat Transfer and Performance Analysis of a Triply Periodic Minimal Surface (TPMS) for a Novel Heat Exchanger,” *Energies (Basel).*, vol. 17, no. 17, Sep. 2024, doi: 10.3390/en17174275.
[18] J. Liu, D. Cheng, K. Oo, W. Pan, T. L. McCrimmon, and S. Bai, “Optimization of Triply Periodic Minimal Surface Heat Exchanger to Achieve Compactness, High Efficiency, and Low-Pressure Drop,” *Energies (Basel).*, vol. 17, no. 20, Oct. 2024, doi: 10.3390/en17205141.
[19] K. Qin, N. Zhuang, C. Shao, H. Zhao, and X. Tang, “Gyroid-type TPMS structure optimization based on mathematical function control and its convective heat transfer performance study,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 162, Mar. 2025, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2025.108682.
[20] A. Samad and W. H. Lai, “Experimental and simulation analysis of heat transfer in Gyroid heat exchangers with variable flow channels,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 239, Apr. 2025, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126530.
[21] T. Dixit, E. Al-Hajri, M. C. Paul, P. Nithiarasu, and S. Kumar, “High performance, microarchitected, compact heat exchanger enabled by 3D printing,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 210, Jun. 2022, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.118339.
[22] K. Kus, M. Wójcik, Z. Malecha, and Z. Rogala, “Numerical and experimental investigation of the gyroid heat exchanger,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 231, Oct. 2024, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.125882.
[23] K. Yan, H. Deng, Y. Xiao, J. Wang, and Y. Luo, “Thermo-hydraulic performance evaluation through experiment and simulation of additive manufactured Gyroid-structured heat exchanger,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 241, Mar. 2024, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2024.122402.
[24] J. Wang *et al.*, “Experimental and numerical analysis of functionally graded hybrid TPMS heat exchangers for enhanced flow and thermal performance,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 264, Apr. 2025, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2025.125528.
[25] C. Qian *et al.*, “Experimental investigation on heat transfer characteristics of copper heat exchangers based on triply periodic minimal surfaces (TPMS),” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 152, Mar. 2024, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107292.
[26] T. Hirokawa and H. Miyata, “Experimental investigation on pressure drop characteristics of adiabatic two-phase flow in a Gyroid-structured channel,” *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 181, p. 104982, Dec. 2024, doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2024.104982.
[27] N. Baobaid, M. I. Ali, K. A. Khan, and R. K. Abu Al-Rub, “Fluid flow and heat transfer of porous TPMS architected heat sinks in free convection environment,” *Case Studies in Thermal Engineering*, vol. 33, May 2022, doi: 10.1016/j.csite.2022.101944.
[28] J. Iyer, T. Moore, D. Nguyen, P. Roy, and J. Stolaroff, “Heat transfer and pressure drop characteristics of heat exchangers based on triply periodic minimal and periodic nodal surfaces,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 209, Jun. 2022, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.118192.
[29] J. Wang *et al.*, “Numerical and experimental investigation of additive manufactured heat exchanger using triply periodic minimal surfaces (TPMS),” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 55, Oct. 2024, doi: 10.1016/j.tsep.2024.103007.

[30] W. Li, W. Li, and Z. Yu, “Heat transfer enhancement of water-cooled triply periodic minimal surface heat exchangers,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 217, Nov. 2022, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.119198.
[31] H. C. Wang *et al.*, “Influences of the flow rate and fluid volume in air-kerosene cross-flow heat exchangers using Gyroid-typed triply periodic minimal surfaces,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 263, Mar. 2025, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2024.125336.
[32] M. M. Moradmand and A. Sohankar, “Numerical and experimental investigations on the thermal-hydraulic performance of heat exchangers with Schwarz-P and gyroid structures,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 197, Mar. 2024, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2023.108748.
[33] M. Beer and R. Rybár, “Optimisation of Heat Exchanger Performance Using Modified Gyroid-Based TPMS Structures,” *Processes*, vol. 12, no. 12, Dec. 2024, doi: 10.3390/pr12122943.
[34] J. Kim and D. J. Yoo, “3D printed compact heat exchangers with mathematically defined core structures,” *J. Comput. Des. Eng.*, vol. 7, no. 4, pp. 527–550, Aug. 2020, doi: 10.1093/jcde/qwaa032.
[35] X. Ma, C. Guo, C. Hu, Z. Zhang, and J. Shen, “Study on the topological morphology and mechanical properties of variable-amplitude TPMS structures,” *Journal of Materials Research and Technology*, vol. 27, pp. 3459–3472, Nov. 2023, doi: 10.1016/j.jmrt.2023.10.164.
[36] O. Ibhadode, “The effects of cell stretching on the thermal and flow characteristics of triply periodic minimal surfaces,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 153, Apr. 2024, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107364.
[37] C. C. Kwasi-Effah, O. Ibhadode, and A. Qureshi, “Thermo-hydraulic performance characteristics of novel G-Prime and FRD Triply Periodic Minimal Surface (TPMS) geometries,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 159, Dec. 2024, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.108226.
[38] M. B. Hawken, S. Reid, D. A. Clarke, M. Watson, C. J. Fee, and D. J. Holland, “Characterization of pressure drop through Schwarz-Diamond triply periodic minimal surface porous media,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 280, Oct. 2023, doi: 10.1016/j.ces.2023.119039.
[39] M. Modrek, K. A. Khan, M. I. H. Ali, and R. K. Abu Al-Rub, “Multi-objective topology optimization and numerical investigation of heat sinks based on triply periodic minimal surface lattices,” *Case Studies in Thermal Engineering*, vol. 63, p. 105255, Nov. 2024, doi: 10.1016/j.csite.2024.105255.
[40] J. Liu, D. Cheng, K. Oo, T. L. McCrimmon, and S. Bai, “Design and Additive Manufacturing of TPMS Heat Exchangers,” *Applied Sciences (Switzerland)*, vol. 14, no. 10, May 2024, doi: 10.3390/app14103970.
[41] M. S. Hossain, M. M. Hossain, and S. Nilufar, “An Overview of Additive Manufacturing of Triply Periodic Minimal Surface (TPMS) Structures,” *Polymers (Basel).*, vol. 17, no. 24, p. 3307, Dec. 2025, doi: 10.3390/polym17243307.
[42] S. Z. Khan, S. H. Masood, E. Ibrahim, and Z. Ahmad, “Compressive behaviour of Neovius Triply Periodic Minimal Surface cellular structure manufactured by fused deposition modelling,” *Virtual Phys. Prototyp.*, vol. 14, no. 4, pp. 360–370, Oct. 2019, doi: 10.1080/17452759.2019.1615750.
[43] S. AlMahri *et al.*, “Investigation of the Specific Energy Absorption of Triply Periodic Minimal Surfaces Subjected to Impact Loading,” *EPJ Web Conf.*, vol. 250, p. 01022, Sep. 2021, doi: 10.1051/epjconf/202125001022.
[44] M. Kruzel, D. Dutkowski, T. Bohdal, A. Litwin, J. Sawicki, E. Kępa, “A new approach for heat transfer coefficient determination in triply periodic minimal surface-based heat exchangers”, *ICHMT*, *Elsevier*, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107778,
[45] William M. Kays and Alan L. London, *Compact Heat Exchangers*, 3rd ed. McGraw-Hill, 1984.
[46] R.K. Shah, D.P. Sekulić, *Fundamentals of Heat Exchanger Design*, Wiley, 2003.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_16

Badanie wpływu modelu efektywnego współczynnika przewodzenia ciepła złoża proszku na końcowy kształt spoiny druku 3D

MIROSŁAW SEREDYŃSKI[1,*], TOMASZ ZATORSKI[1], DARIUSZ MISZCZYK[1], JERZY BANASZEK[1]

[1] Politechnika Warszawska, Wydział Mechaniczny Energetyki i Lotnictwa
ul. Nowowiejska 21/25, 00–665 Warszawa
[*] e-mail: Miroslaw.seredynski@pw.edu.pl

Słowa kluczowe: druk 3D, proszek metalu, laserowe przetapianie metali, VOF, wieloskalowy model symulacyjny

W technologiach addytywnego wytwarzania części metalowych szczególne znaczenie ma proces selektywnego przetapiania złoża proszkowego wiązką laserową w atmosferze gazu obojętnego. Metoda ta umożliwia wytwarzanie geometrii niedostępnych dla klasycznych technik produkcyjnych przy zachowaniu wysokiej dokładności odwzorowania kształtu. Ograniczeniem procesu pozostaje jednak trudność w uzyskaniu ściegu o założonych parametrach geometrycznych i jakościowych, wynikająca z silnej zależności przebiegu topienia i krzepnięcia od parametrów technologicznych. Spośród licznych zmiennych procesowych kluczową rolę odgrywają moc lasera, średnica plamki oraz prędkość skanowania.

W konsekwencji istotnym zagadnieniem badawczym jest wyznaczenie zależności między podstawowymi parametrami procesu a geometrią formującego się ściegu. W tym celu prowadzi się eksperymenty referencyjne, w których w ściśle kontrolowanych warunkach wykonuje się ściegi, pojedyncze lub wielokrotne, stanowiące materiał porównawczy do walidacji modeli numerycznych.

Celem pracy jest analiza wpływu początkowej porowatości złoża proszku na końcowy kształt spoiny powstającej podczas pojedynczego przejścia wiązki laserowej. Rozpatrywany przypadek odpowiada warunkom benchmarku NIST z 2018 roku dla stopu Inconel 625 (AM Bench). Zaproponowano model średnioskalowy opracowany w środowisku ANSYS Fluent, w którym przyjęto płaską początkową powierzchnię złoża. Ewolucję swobodnej powierzchni ciekłego metalu, determinowaną oddziaływaniem napięcia powierzchniowego oraz ciśnienia odrzutu parującego metalu, opisano z wykorzystaniem modelu VOF. Transport ciepła i pędu w roztopionym metalu jest wywołany głównie przez konwekcję wywołaną siłami Marangoniego. Zjawiska topnienia i krzepnięcia uwzględniono w przedziale temperatur solidus–liquidus, natomiast uśrednione właściwości złoża powiązano z jego historią termiczną. Wyznaczenie położenia powierzchni zakrzepniętego materiału umożliwia model efektywnej gęstości złoża, uwzględniający histerezę właściwości materiałowych podczas przekraczania przedziału temperatury odpowiadającego przemianie fazowej.

W pracy porównane zostaną położenia swobodnej powierzchni zakrzepniętego stopu Inconel 625 wyznaczone dla różnych stopni upakowania złoża proszku, przy parametrach procesu odpowiadających jednemu z przypadków benchmarkowych NIST. Uzyskane wyniki pozwolą ocenić znaczenie przyjętego modelu gęstości złoża dla predykcji geometrii pojedynczej spoiny.

Wstęp

Laserowe spajanie proszków metali (LPBF - Laser Powder Bed Fusion) to bardzo obiecująca technologia przyrostowa (druk 3D) pozwalająca na tworzenie precyzyjnych części metalowych, coraz powszechniej wykorzystywana w przemyśle lotniczym i kosmicznym, motoryzacyjnym, medycynie i stomatologii oraz w produkcji armatury przemysłowej w energetyce i przemyśle chemicznym.

Szeroka literatura raportująca badania eksperymentalne (np. [1], [2], [3]) pokazuje, że końcowa jakość powierzchni, mikrostruktura i własności mechaniczne drukowanych komponentów zależą od wielu czynników, w tym gęstości energii i wielkości plamki lasera, strategii skanowania i optymalizacji ścieżki, właściwości proszku metalowego (porowatości, przewodności cieplnej), dynamiki zmian jeziorka stopionego stopu, kontroli gazowego środowiska procesu. Obserwuje się występowanie szeregu ściśle powiązanych ze sobą zjawisk hydrodynamicznych, cieplnych i mechanicznych towarzyszących technologii LPBF. Obejmują one wieloskalowe i wielo-fazowe procesy przenoszenia ciepła na drodze przewodzenia, promieniowania oraz konwekcji, naturalnej i wymuszonej siłami Marangoniego oraz ciśnieniem odrzutu w wyniku parowania metalu, przemiany fazowe topnienia i krzepnięcia, wzajemne oddziaływania laser-proszek oraz ciało stałe-ciecz-gaz, prowadzące do kształtowania się struktur ziarnistych i własności wytrzymałościowych końcowego produktu (np. [4], [5], [6]).

Rozwijane przez ponad dwie ostatnie dekady badania eksperymentalne i symulacje komputerowe technologii druku LPBF obejmowały analizy wpływu parametrów druku na kształt spoiny i rozkład temperatur, kształtujące się struktury dendrytyczne, odkształcenia termiczne i naprężenia resztkowe oraz mechanizmy powstawania wad powierzchniowych, decydujące o jakości finalnego produktu (np. [2], [3], [9]). W oparciu o analizę literatury modelowanie procesów cieplno-przepływowych towarzyszących technologii przyrostowej produkcji części metalowych można podzielić na trzy kategorie. Najstarsze modele bazują na rozwiązaniu równania przewodzenia ciepła z uwzględnieniem różnych opisów matematycznych źródła wiązki lasera (Gaussowskie lub elipsoidalne źródła ciepła), zmiennych z temperaturą właściwości materiału oraz przemiany fazowej ciecz-ciało stałe (np. [1], [10], [11], [12], [13]). Bardziej zaawansowane modele, oparte na równaniach zachowania masy, pędu i energii, uwzględniają napędzany efektem Marangoniego i konwekcją naturalną przepływ cieczy wewnątrz jeziorka stopionego metalu oraz ewolucję powierzchni swobodnej ciecz-gaz [10], [11], [12]. Najbardziej kompleksowe modele symulacyjne, oparte na analizie zjawisk transportu w obszarach skondensowanych (stałych i ciekłych) i nieskondensowanych (pary metalu i gaz otoczenia) umożliwiają uwzględnienie parowania metalu, ciśnienia odrzutu, uchwycenie ewolucji swobodnej powierzchni (interfejsu ciecz-gaz), kształtowania się głębokiej wąskiej wnęki („keyhole”) w jeziorku stopu przy dużych mocach lasera, śledzenie promieni lasera z absorpcją i wielokrotnym odbiciem (np. [4], [9]).

W analizie wiarygodności wyników symulacji komputerowych wykorzystuje się wyniki precyzyjnych eksperymentów (określanych mianem benchmarków) przeprowadzanych w ściśle kontrolowanych warunkach. Przykładem takiego benchmarku jest zestaw danych udostępniony w 2018 roku przez NIST [14], w którym badane są morfologie pojedynczych ścieżek stopu Inconel 625 nakładanych na lity podkład, przy szerokim zakresie wartości mocy i prędkości przemieszczania się promienia lasera. W ramach tych badań przeprowadzono również szczegółową analizę mikrostruktury krystalograficznej. W oparciu o udostępnione wyniki eksperymentalne zweryfikowano szereg zaawansowanych wieloskalowych modeli numerycznych, co zostało szczegółowo opisane

m.in. w pracach ewaluujących wymiary jeziorka i pole temperatury [10], [14], [15]. Przeprowadzone symulacje wykazały [8], że przenoszenie ciepła w jeziorku stopowym, silnie uzależnione od parametrów procesu (np. gęstość energii, prędkość skanowania czy średnica skupionej wiązki), znacząco wpływa na kształt jeziorka, przepływ ciekłego materiału, szybkość chłodzenia i mikrostrukturę dendrytyczną produktu. Również początkowa porowatość złoża proszku (odwrotność jego gęstości upakowania) ma kluczowe znaczenie dla kształtu, stabilności i wymiarów ściegu podczas pojedynczego przejścia wiązki laserowej [10]. Najbardziej zaawansowane wieloskalowe modele symulacyjne wykorzystują metodę DEM (elementów dyskretnych) w opisie i analizie złoża proszku jako dyskretnych wypełnień cząstek, w połączeniu z makroskopowymi obliczeniami równań transportu na siatkach objętości kontrolnych [6], [10], [16]. Te modele w naturalny sposób uwzględniają porowatość proszku oraz jego efektywny współczynnik przewodzenia ciepła. W uproszczonych, ale bardziej efektywnych obliczeniowo symulacjach, dyskretne proszki metali zastępuje się jednorodnym ośrodkiem ciągłym z przestrzennie zmieniającymi się efektywnymi właściwościami termomechanicznymi [6], [17] lub stochastycznym modelem rozkładów wielkości cząstek w złożu proszków wspomaganym eksperymentalnymi wizualizacjami [1].

W literaturze analiza wpływu modelu efektywnego współczynnika przewodzenia ciepła jest badana rzadko. Stosuje się uproszczone modele zakładające znacznie obniżony współczynnik przewodzenia proszku przed przetopieniem oraz liniową bądź nieliniową interpolację tego współczynnika pomiędzy wartościami dla proszku i cieczy w zakresie topnienia. Po ochłodzeniu spoiny poniżej temperatury solidusu współczynnik przewodzenia ciepła pozostaje na poziomie litego materiału.

W tym referacie badany jest zaawansowany model druku 3D metodą przetapiania proszku promieniem lasera. Model obejmuje śledzenie położenia powierzchni swobodnej, nieizotermiczne topnienie i krzepnięcie, oddziaływanie promienia lasera na powierzchnię stopionego metalu, chłodzenie konwekcyjno-radiacyjne. Przedstawione są model matematyczny, numeryczny, zależności domykające, właściwości materiałowe oraz warunki początkowe i brzegowe. W pierwszym etapie przeprowadzono walidację modelu i porównano wyniki z eksperymentem przetapiania litego stopu Inconel 625 dla dwóch prędkości promienia lasera. W drugim etapie wykonano analizę wpływu trzech modeli współczynnika przewodzenia ciepła na głębokość jeziorka roztopionego metalu.

1. Model obliczeniowy

1.1. Model fizyczny

Analizowany jest proces druku 3D metodą przetapiania warstwy proszku promieniem lasera (ang. Laser Powder Bed Fusion, LPBF) w atmosferze ochronnej, najczęściej argonu. W modelu uwzględnione są obszary proszku metalu/przetopionego metalu oraz warstwy gazu ochronnego. Przyjmuje się w proponowanym modelu, że ośrodek porowaty posiada jednolitą strukturę, a jego efektywne właściwości wyznaczane są dla proszku o zadanej porowatości. Pozwala to na uniknięcie konieczności modelowania pojedynczych ziaren proszku i znaczne przyspieszenie obliczeń przy zachowaniu siatki dyskretyzacji o umiarkowanej gęstości. Promień lasera, padając na złoże proszku, silnie je podgrzewa, doprowadzając do jego stopienia. Formuje się powierzchnia roztopionego metalu, której kształt zależy od sił działających na nią i pola prędkości w roztopionym jeziorku. Temperatura może wzrosnąć nawet powyżej temperatury wrzenia, co skutkuje znacznie zwiększoną emisją par metalu do otaczającego gazu. Wydzielane gazy wywierają dodatkowe ciśnienie na

powierzchni swobodnej roztopionego metalu, powodując charakterystyczne zagłębienie. Od intensywności parowania zależą jego głębokość, kształt i stabilność. Na powierzchni swobodnej zachodzi również konwekcyjno-radiacyjne chłodzenie. Ruch roztopionego metalu w jeziorku jest głównie wywołany gradientem sił powierzchniowych (konwekcja Marangoniego) a w mniejszym stopniu siłami wyporu (model Boussinesq'a). W obszarze dwufazowym, ograniczonym izotermami solidusu i liquidusu, tworzy się ośrodek porowaty, który ogranicza tempo konwekcji w roztopionym metalu. Powyższe procesy zostały uwzględnione w opracowanym modelu.

1.2. Model matematyczny

1.1.1. Równania transportu

Modelowany obszar obliczeniowy składa się z prostopadłościennej płytki litego stopu, złoża proszkowego traktowanego jako ośrodek ciągły oraz warstwy fazy gazowej znajdującej się ponad złożem.

Analizowany proces opisują następujące równania transportu masy, pędu i energii [18]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{V}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho \boldsymbol{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{V}\boldsymbol{V}) = \nabla \cdot (\mu \nabla \boldsymbol{V}) - \nabla \mathrm{p} + S_{st} + S_{rec} + S_B + S_{m/s} \tag{2}$$

$$\frac{\partial (\rho \boldsymbol{h})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{V}\boldsymbol{h}) = \nabla \cdot (k \nabla T) \; + \; Q_{vap} \; + \; Q_{rad} \; + \; Q_{con} + \; Q_{in} \tag{3}$$

Gdzie ρ, μ, k, p, **V**, h, T reprezentują odpowiednio średnie wartości gęstości, lepkości dynamicznej, współczynnika przewodzenia ciepła, ciśnienia, wektora prędkości, entalpii właściwej i temperatury.

1.1.2. Człony źródłowe równania transportu pędu

Człon źródłowy S_{st} w równaniu (2) określony następująco [19]:

$$S_{st} \; = \; 2 p_\sigma \nabla \alpha \frac{\rho}{\rho_g + \rho_m}, \tag{4}$$

opisuje siły powierzchniowe wywołane napięciem powierzchniowym, $p_\sigma = \kappa \sigma$, gdzie napięcie powierzchniowe, σ, jest funkcją temperatury:

$$\sigma = \sigma_l \; + \; \sigma_s^T (T - T_l), \tag{5}$$

Parametr α jest objętościowym udziałem metalu określonym modelem Volume of Fluid (VOF), a ρ jest uśrednioną masowo gęstością wyznaczoną na podstawie gęstości gazu, ρ_g, i metalu, ρ_m.

Człon źródłowy S_{rec} (równanie (2)), opisuje siłę, jaką wywiera na powierzchnię strumień parujących par metalu [18]:

$$S_{rec} \; = \; 0.54 \, p_a \exp\left(\frac{L_v}{R}\left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T}\right)\right) \nabla \alpha \frac{2\rho}{\rho_g + \rho_m}, \tag{6}$$

gdzie L_V oznacza ciepło utajone parowania, R stałą gazową, a T_v temperaturę wrzenia.

Człon $\nabla \alpha \frac{2\rho}{\rho_g + \rho_m}$ umożliwia ograniczenie działania źródła wyłącznie do obszaru granicy między fazą odpowiadającą złożu proszkowemu a fazą gazową, transformację źródła nominalnie

powierzchniowego na objętościowe, a także jego przeskalowanie w sposób uwzględniający udział fazy metalicznej w danej komórce obszaru obliczeniowego. Siła odrzutu wynikająca z równania (6) jest równoległa do wektora normalnego do powierzchni metalu w danym punkcie obszaru.

Ze względu na założenie stałej gęstości płynnego metalu, konieczne jest dodanie dodatkowego członu odpowiadającego sile wyporu dla przyjętego współczynnika rozszerzalności cieplnej. Źródło pędu S_B w równaniu (2) odpowiada sile wyporu, opisanej przy pomocy aproksymacji Boussinesqa [8]:

$$S_B = \alpha \rho_m \boldsymbol{g} \beta (T - T_l), \tag{7}$$

gdzie β oznacza współczynnik rozszerzalności cieplnej, a $\boldsymbol{g}$ – wektor przyspieszenia ziemskiego.

Człon źródłowy $S_{m/s}$ (równanie (1)) opisuje oddziaływanie pomiędzy płynem a porowatą strukturą ziaren w obszarze dwufazowym krzepnącego metalu, w tzw. „mushy zone" – strefie ograniczonej temperaturami solidusu i liquidusu. Źródło to określone jest następująco [18]:

$$S_{m/s} = \frac{A_{mush}(1 - f_l)\boldsymbol{V}}{{f_l}^3 + \delta}, \tag{8}$$

gdzie A_{mush} oznacza stałą odpowiadającą oddziaływaniu między roztopionym a krzepnącym metalem w strefie dwufazowej, a δ jest niewielką dodatnią stałą zapewniającą stabilność obliczeń. Udział fazy ciekłej f_l, określony jest na podstawie lokalnej temperatury metalu oraz temperatur solidusu i likwidusu. W zakresie temperatur od temperatury solidusu do temperatury likwidusu udział fazy ciekłej zmienia się liniowo wraz ze wzrostem temperatury, przyjmując wartości od 0 do 1.

Strefa ta modelowana jest jako ośrodek porowaty, którego porowatość zmienia się w 0 do 1, wraz ze wzrostem udziału fazy ciekłej. Gdy materiał całkowicie przechodzi w stan stały, porowatość osiąga wartość zerową, w związku z czym prędkości przepływu w tym obszarze również maleją do zera.

1.1.3. Człony źródłowe równania transportu energii

Człony źródłowe Q_{vap}, Q_{rad} i Q_{con} (równanie (3)) odpowiadają odpowiednio energii odebranej od metalu w wyniku parowania, promieniowania oraz chłodzenia konwekcyjnego. Q_{in} reprezentuje energię dostarczoną do metalu przez laser. Warunki te zostały nałożone na górną powierzchnię złoża proszkowego i opisane są poniższymi równaniami [19]

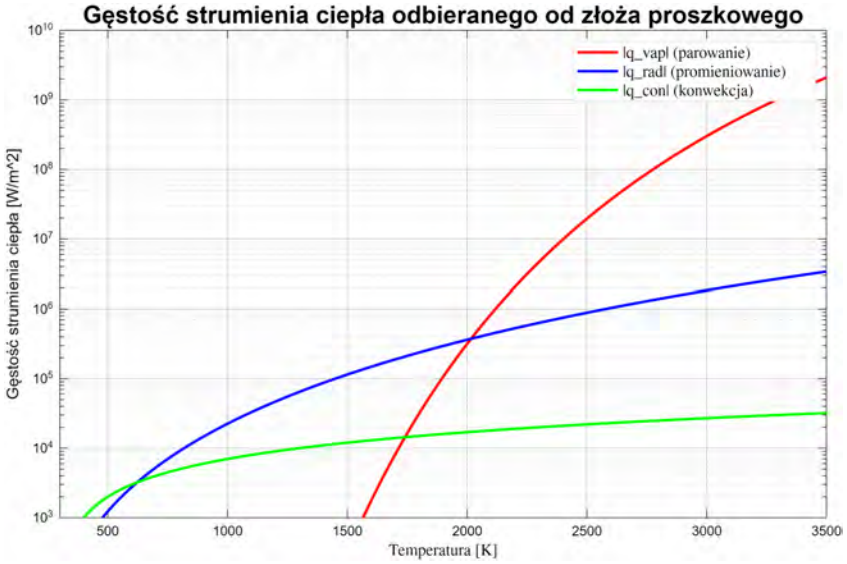
$$Q_{vap} = -0.82 L_v p_a \sqrt{\frac{m_A}{2\pi k_b T}} \exp\left(\frac{L_v m_A (T - T_v)}{k_b T T_v}\right) |\nabla \alpha| \frac{2C\rho}{C_1\rho_1 + C_2\rho_2}, \tag{9}$$

$$Q_{rad} = -\sigma_{SB} \varepsilon \left(T^4 - {T_{sur}}^4\right) |\nabla \alpha| \frac{2C\rho}{C_1\rho_1 + C_2\rho_2}, \tag{10}$$

$$Q_{con} = -h_c (T - T_{sur}) |\nabla \alpha| \frac{2C\rho}{C_1\rho_1 + C_2\rho_2}, \tag{11}$$

gdzie m_A oznacza średnią masę atomu stopu, wyznaczoną na podstawie składu chemicznego, ε współczynnik emisyjności powierzchni metalu, a h_c to współczynnik przejmowania ciepła odpowiadający konwekcji swobodnej w warstwie gazu otaczającego złoże proszkowe. Na potrzeby przeprowadzonych symulacji przyjęto współczynnik przejmowania ciepła $h_c = 10 \frac{W}{m^2 K}$, odpowiadający warunkom umiarkowanie intensywnej konwekcji naturalnej.

Rysunek 1. przedstawia zależność gęstości strumienia ciepła, wynikającą z powyższych wzorów dla wszystkich dróg odbioru ciepła.



Rysunek 1. Zależność gęstości strumienia ciepła odbieranego na drodze parowania, promieniowania cieplnego i konwekcji, od temperatury lokalnej złoża.

Energia dostarczona do złoża w postaci promieniowania wiązki lasera (Q_{in}w równaniu (3)), zadana została jako źródło o rozkładzie Gaussa, określone jako [20]:

$$Q_{in} = \frac{g\Omega AP}{\pi r^2}\exp\left(\frac{-g((x-vt-x0)^2+z^2}{r^2}\right)|\nabla\alpha|\frac{2C\rho}{C_1\rho_1+C_2\rho_2}, \quad (12)$$

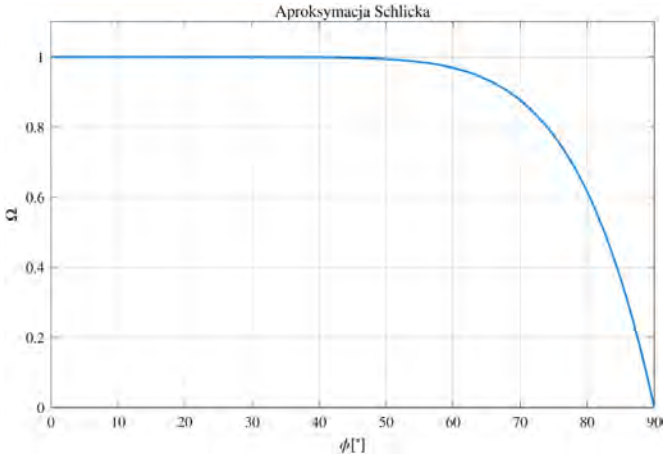
gdzie g oznacza współczynnik geometryczny, zależny od struktury powierzchni złoża oraz rodzaju źródła energii, Ω kierunkowy współczynnik korekcyjny, A współczynnik absorpcji, r promień wiązki laserowej, a v prędkość przemieszczania się wiązki lasera.

Kierunkowy współczynnik korekcyjny Ω aproksymowany jest przy pomocy równania Schlicka:

$$\Omega = 1-(1-\cos(\psi))^5, \quad (13)$$

gdzie ψ oznacza kąt pomiędzy osią symetrii wiązki lasera (osią y), a wektorem normalnym do powierzchni metalu w danym punkcie obszaru.

Rysunek 2. pokazuje wpływ aproksymacji Schlicka na gęstość strumienia ciepła w danym punkcie powierzchni metalu.



Rysunek 2. Wpływ kąta pomiędzy wektorem normalnym do powierzchni metalu, a osią wiązki lasera, na gęstość strumienia ciepła w danym punkcie powierzchni złoża.

Tak zdefiniowaną wiązkę laserową przyjęto jako skolimowaną, a depozycję energii ograniczono do powierzchni złoża, pomijając jej penetrację w głąb materiału.

Dla wszystkich członów źródłowych równania energii, fragment wzoru $|\nabla\alpha|\frac{2C\rho}{C_1\rho_1 + C_2\rho_2}$, podobnie jak to było w przypadku równania transportu pędu, umożliwia ograniczenie działania źródła wyłącznie do obszaru granicy między fazą odpowiadającą złożu proszkowemu a fazą gazową, a także jego przeskalowanie w sposób uwzględniający udział fazy metalicznej w danej komórce obszaru obliczeniowego.

1.3. Właściwości materiałowe

Przeprowadzone symulacje oparte zostały na technologii stapiania w złożu proszkowym stopu na bazie niklu - Inconelu 625. Ze względu na dużą wytrzymałość w wysokich temperaturach, wysoką twardość oraz dobrą odporność na korozję w niekorzystnych warunkach otoczenia, materiał ten jest niezwykle atrakcyjny dla branż, takich jak lotnictwo, przemysł samochodowy i energetyka, jako zamiennik dla stopów na bazie stali.

Równocześnie, te same właściwości, które stanowią o atrakcyjności materiału (duża wytrzymałość i twardość, niski współczynnik przewodności cieplnej) sprawiają, że tradycyjna obróbka skrawaniem stanowi w jego przypadku duże wyzwanie, w szczególności w przypadku produkcji elementów o złożonym kształcie [21]. Ze względu na to oraz dobrą „drukowalność", stop ten jest jednym z najczęściej wykorzystywanych w procesie SLM.

Na potrzeby modelu uwzględniono różne właściwości materiałowe (gęstość, ciepło właściwe, przewodność cieplna) dla fazy ciekłej i stałej. Ciepło właściwe i współczynnik przewodzenia ciepła cieplna fazy stałej opisane są przy pomocy funkcji liniowych lokalnej temperatury stopu.

Wszystkie wykorzystane w modelu właściwości materiałowe stopu umieszczono w Tabela 1.

Tabela 1. Właściwości termofizyczne IN625

Właściwość materiałowa	**Wartość**
Gęstość fazy stałej, ρ_s	8440 kg/m³ [8]
Gęstość fazy ciekłej, ρ_l	7640 kg/m³ [8]
Masa atomowa (średnia), m_A	$1{,}02386 \times 10^{-25}$ kg/atom
Ciepło topnienia, L_m	$2{,}9 \times 10^5$ J/kg [8]
Ciepło parowania, L_v	$6{,}35 \times 10^6$ J/kg [24]
Współczynnik absorbcji, A	0,43 [8]
Współczynnik emisyjności, ε	0,4 [8]
Ciepło właściwe fazy stałej, C_{ps}	0,2441T + 338,39 J/kg/K [8]
Ciepło właściwe fazy ciekłej, C_{pl}	709,25 J/kg/K [8]
współczynnik przewodzenia ciepła fazy stałej, k_s	0,0163T + 4,5847 W/m/K [8]
współczynnik przewodzenia ciepła fazy ciekłej, k_l	30,078 W/m/K [8]
Lepkość dynamiczna, μ	7×10^{-3} kg/m/s [8]
Napięcie powierzchniowe, σ_l	1,8 N/m [8]
Współczynnik Marangoniego, σ_s^T	-2×10^{-5} N/m/K [8]
Współczynnik rozszerzalności cieplnej, β	5×10^{-5} 1/K
Temperatura Solidusu, T_s	1563 K [8]
Temperatura Likwidusu, T_l	1623 K [8]
Temperatura wrzenia, T_v	3000 K [8]

Pomiędzy wartościami odpowiadającymi temperaturze solidusu, a wartościami dla temperatury likwidusu, odpowiednie właściwości materiałowe są interpolowane liniowo.

Wpływ porowatości w warstwie proszku został uwzględniony jako wpływ na wartości przewodności cieplnej oraz gęstości. Gęstość proszku została opisana przy pomocy wzoru:

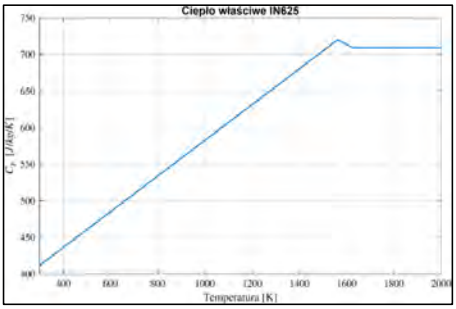
$$\rho_p = \rho_s(1 - \varphi), \tag{14}$$

gdzie φ oznacza porowatość złoża, określoną jako stosunek objętości przestrzeni gazowych pomiędzy ziarnami proszku do sumy objętości tych ziaren i przestrzeni pomiędzy nimi. Wzór ten zakłada, że gęstość gazu (np. argonu) znajdującego się w przestrzeniach porów jest pomijalna w stosunku do gęstości metalu.

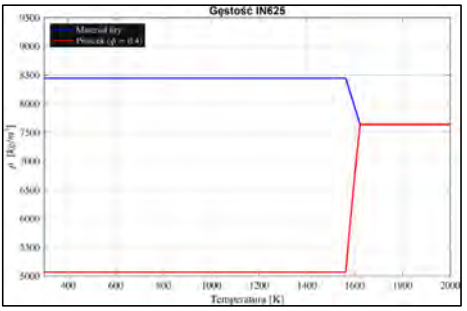
Wpływ porowatości na współczynnik przewodności cieplnej został opisany w następnym punkcie.

W przeprowadzonych badaniach, przyjęto różne wartości porowatości złoża. Parametr ten jest uwarunkowany kształtem i wielkością ziaren oraz sposobem ich dystrybucji. Typowe wartości porowatości złóż proszków metalicznych zawierają się w przedziale 35-45%. Na potrzeby symulacji przyjęto porowatość o wartości 0.4, zmniejszającą się liniowo do 0 pomiędzy temperaturą solidusu a likwidusu. Po zmniejszeniu się temperatury poniżej temperatury likwidusu porowatość w danej komórce obszaru obliczeniowego pozostaje zerowa.

Przyjęte zależności ciepła właściwego oraz gęstości, od temperatury stopu, z uwzględnieniem wpływu porowatości, przedstawiono na Rysunku 3. oraz Rysunku 4.



Rysunek 3. Zależność ciepła właściwego od temperatury materiału.



Rysunek 4. Zależność gęstości od temperatury materiału.

1.4. Modele przewodności cieplnej złoża proszkowego

Przewodność cieplna złoża proszkowego jest znacząco mniejsza niż przewodność materiału litego i zależy od wielu czynników, takich jak rodzaj metalu, kształt, struktura i rozkład wielkości cząsteczek proszku.

Ze względu na wpływ wielu czynników określenie przewodności złoża stanowi duże wyzwanie. W związku z tym w literaturze spotykany jest szereg modeli, często znacznie różniących się między sobą.

Według najprostszego modelu współczynnik przewodzenia ciepła złoża przyjęty jest jako zmieniający się skokowo w temperaturze topnienia, np. [23]:

$$k_p = \begin{cases} 0{,}01 \times k_s & T < T_m \\ k_s & T \geq T_m \end{cases}, \tag{15}$$

gdzie T_m oznacza temperaturę topnienia stopu. Na potrzeby symulacji, założono liniową interpolację wartości przewodności od $0.01\ k_s$ w temperaturze solidusu, do k_s w temperaturze likwidusu.

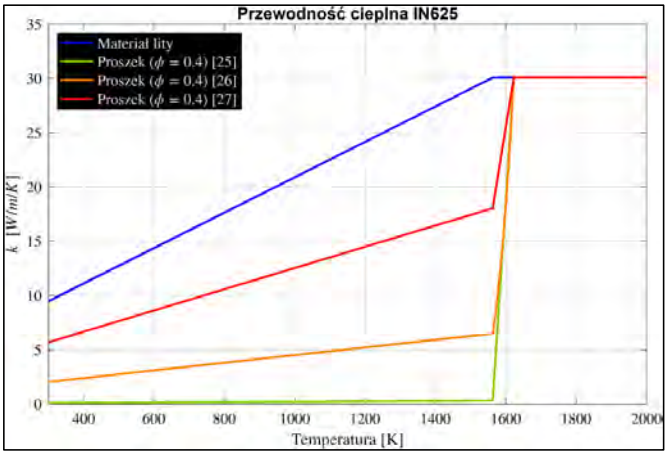
Także często wykorzystywana jest zależność [24]

$$k_p = k_s(1-\varphi)^{\tau}. \tag{16}$$

Gdzie współczynnik τ został wyznaczony empirycznie, a jego wartość oszacowano na poziomie 3.

W artykule [25] współczynnik τ został przyjęty z wartością 1, bez szczegółowego wyjaśnienia.

Zależność efektywnego współczynnika przewodzenia ciepła, od temperatury stopu, opisane w przytoczonych powyżej artykułach [23], [24] i [25] , przedstawiono na Rysunku 5.



Rysunek 5. Zależność współczynnika przewodności cieplnej od temperatury materiału [23], [24], [25]. Kolorem zielonym, pomarańczowym i czerwonym zostały oznaczone zależności kolejno (15), (16) z parametrem τ = 3 i (16) z parametrem τ = 1.

W dalszej części pracy przeprowadzono badanie porównujące wyniki symulacji, a w szczególności wymiary obszaru ciekłego metalu, dla trzech, przedstawionych na rysunku powyżej, modeli przewodności proszku.

1.5. Geometria i siatka obszaru obliczeniowego

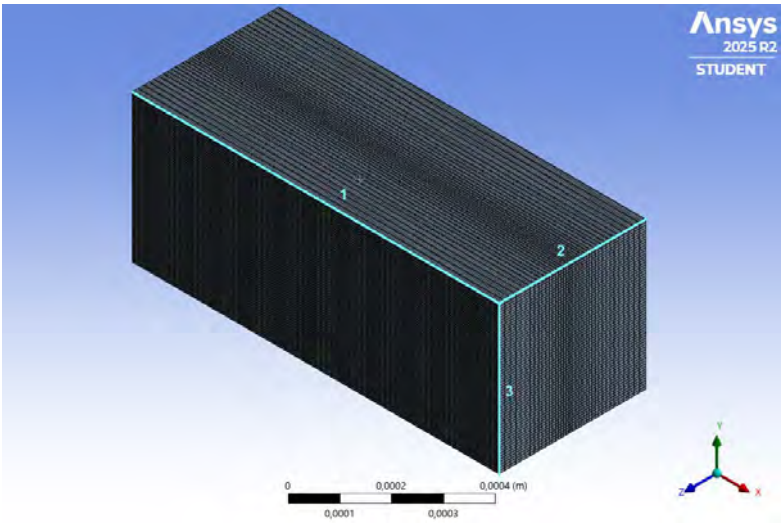
W celu zapewnienia poprawności symulacji, obszar obliczeniowy musi być na tyle duży, aby efekty termiczne, występujące w pobliżu jego granic i wynikające z działania lasera, były pomijalnie małe.

Ze względu na niewielki rozmiar wiązki lasera, oraz dużą prędkość skanowania, całkowity czas symulacji, potrzebny do osiągnięcia ustalonej wielkości strefy ciekłego metalu jest niewielki – rzędu 0.1 ms. Co za tym idzie, obszar objęty wpływem lasera, również jest niewielki.

Symulację przeprowadzono dla prostopadłościennego obszaru złoża proszkowego o długości 1 mm, szerokości 0.4 mm i wysokości 0.3 mm, nad którym znajduje się cienka warstwa argonu o wysokości 0.1 mm, umożliwiająca swobodną zmianę kształtu powierzchni złoża. Wymiary dobrano tak, aby wzrost temperatury na granicy obszaru był możliwie niewielki, przy jednoczesnym ograniczeniu nadmiarowej ilości komórek siatki obliczeniowej do minimum.

W celu oddania prawidłowego rozkładu strumienia ciepła dostarczanego przez laser, wymiar krawędzi komórki siatki obliczeniowej w pobliżu linii środkowej górnej powierzchni obszaru, która jednocześnie stanowi ścieżkę lasera, wynosi maksymalnie 6.67 µm.

Siatkę obliczeniową zbudowano jako siatkę czworokątną w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku przemieszczania się promienia lasera, y-z (Rysunek 6). Następnie siatka ta została wyciągnięta w kierunku prostopadłym. W rezultacie otrzymano w pełni ortogonalną, strukturalną siatkę 3D, co znacząco poprawia stabilność obliczeń (Rysunek 6). Zagęszczono siatkę w pobliżu płaszczyzny symetrii obszaru równoległej do płaszczyzny x-y, gdzie spodziewane są największe gradienty temperatury i strumienia ciepła.



Rysunek 6. Siatka obliczeniowa stworzona na potrzeby symulacji.

Całkowita liczba elementów oraz metoda ich wymiarowania, określona wzdłuż krawędzi, oznaczonych na Rysunek 6.:

- 200 wzdłuż krawędzi nr. **1**, brak zagęszczenia,
- 60 wzdłuż krawędzi nr. **2**, brak zagęszczenia,
- 40 wzdłuż krawędzi nr. **3,** zagęszczenie do środka krawędzi ze współczynnikiem zagęszczenia równym 3.

Ostatecznie, całkowita liczba elementów wyniosła 480 000, co pozwoliło na zachowanie kompromisu pomiędzy dokładnością odwzorowania zjawisk fizycznych a kosztem obliczeniowym.

1.6. Konfiguracja solwera

Symulacje numeryczne procesu laserowego przetapiania złoża proszku przeprowadzono z wykorzystaniem oprogramowania Ansys Fluent 2025. Ze względu na niestacjonarny charakter modelowanego zjawiska — obejmującego dynamiczne pole temperatury, przemianę fazową ciało stałe–ciecz oraz powierzchnię swobodną jeziorka ciekłego metalu — zastosowano niestacjonarny solwer oparty na sprzężeniu równań ciągłości i bilansu masy poprzez pole ciśnienia (ang. pressure-based solver). Przyjęto, że siła ciężkości o wartości g = 9,81 m/s^2 działa w kierunku osi Y, a jej zwrot jest przeciwny do zwrotu osi Y, co jest istotne dla poprawnego odwzorowania sił wyporu działających na jeziorko ciekłego metalu. W celu śledzenia powierzchni swobodnej oddzielającej metal od otaczającego gazu zastosowano model przepływu dwufazowego VOF (ang. Volume of Fluid).

Sprzężenie pól prędkości i ciśnienia realizowane jest przy użyciu algorytmu PISO (ang. The Pressure-Implicit with Splitting Operators), szczególnie polecanego do przepływów niestacjonarnych i dwufazowych opartych na modelu VOF. Do dyskretyzacji przestrzennej równań pędu i energii zastosowano schemat drugiego rzędu dokładności (ang. Second Order Upwind).

1.7. Parametry czasowe symulacji

Symulację przeprowadzono ze stałym krokiem czasowym $\Delta t = 0{,}2\,\mu s$. Dobór kroku czasowego wynika z konieczności zachowania stabilności numerycznej oraz uzyskania właściwej rozdzielczości odwzorowania dynamiki jeziorka. Przy prędkości skanowania $v = 0{,}8\frac{m}{s}$ przyjęty krok czasowy odpowiada przemieszczeniu wiązki laserowej o 0,16 µm w jednym kroku, co stanowi około 0,16% średnicy wiązki (r = 50 µm).

W każdym kroku czasowym przeprowadzano maksymalnie 30 iteracji wewnętrznych z kryteriami zbieżności residuów ustawionymi na: 10^{-9} dla równań energii i ciągłości oraz 10^{-6} dla równań pędu.

2. Wyniki obliczeń

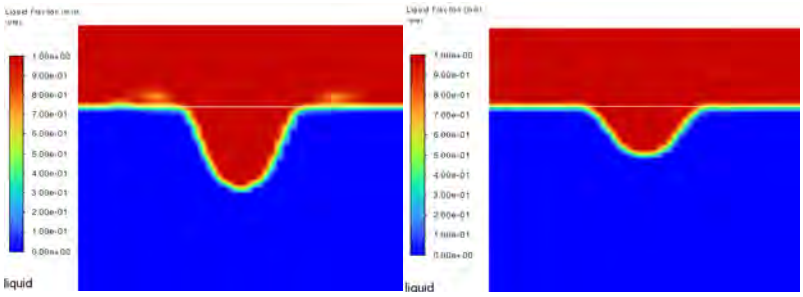
2.1. Walidacja modelu względem danych literaturowych

W celu oceny poprawności modelu, przeprowadzono porównanie wyników symulacji z wynikami eksperymentów przedstawionymi w artykułach [8] oraz [26].

Parametry procesu zostały dostosowane do dwóch przypadków opisanych w pracach referencyjnych:

- Średnica wiązki lasera: 100 µm,
- Moc lasera: 195 W,
- Prędkość skanowania: 0,8 m/s oraz 1,2 m/s.

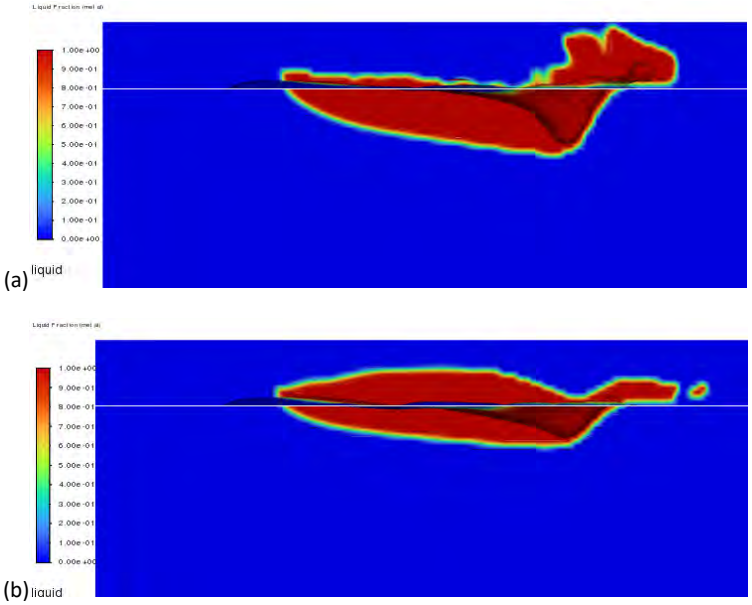
Symulacje przeprowadzono dla płytki litego metalu bez uwzględniania warstwy proszku. Zwiększenie prędkości skanowania promieniem lasera skutkuje zmniejszeniem głębokości jeziorka roztopionego metalu, co jest ukazane w przekroju poprzecznym do ruchu lasera (Rysunek 7) jak również w przekroju wzdłużnym, w osi lasera (Rysunek 8), gdzie przedstawiono rozkład udziału fazy ciekłej. W obu przypadkach maksymalne temperatury są zbliżone (Rysunek 9).



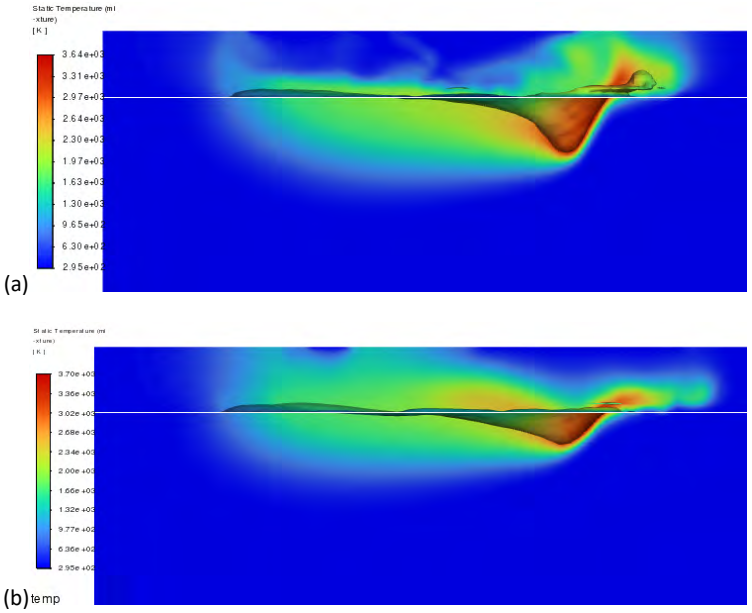
(a) (b)

Rysunek 7 Kontury obszaru ciekłego metalu - przekrój prostopadły do ścieżki skanowania lasera - laser o mocy 195 W i prędkości skanowania (a) 0,8 m/s i (b) 1,2 m/s.

Porównano również wymiary obszaru ciekłego metalu, tj. szerokość (w), głębokość (d) oraz ich stosunek (w/d), z wartościami referencyjnymi podanymi w artykule.



Rysunek 8. Kształt obszaru ciekłego metalu – przekrój przez powierzchnię pionową, zawierającą ścieżkę skanowania - laser o mocy 195 W i prędkości skanowania (a) 0,8 m/s i (b) 1,2 m/s.



Rysunek 9. Kontury rozkładu temperatury – przekrój przez powierzchnię pionową, zawierającą ścieżkę skanowania - laser o mocy 195 W i prędkości skanowania (a) 0,8 m/s i (b) 1.2 m/s.

Poniżej przedstawiono porównanie głębokości, szerokości i długości obszaru ciekłego metalu dla obu symulacji, z wynikami przedstawionymi w Benchmarku [26], dla prędkości 0,8 m/s (Tabela 2) oraz 1,2 m/s (Tabela 3).

Tabela 2. Porównanie rozmiarów obszaru ciekłego z danymi literaturowymi – 195 W / 0.8 m/s

	Szerokość (w) [µm]	**Długość (l) [µm]**	**Głębokość (d) [µm]**
Symulacja	144	532	93
Benchmark	140.6	798.7	94.3
Różnica względna	2.42%	-33.39%	-1.38%

Zgodność wyników z eksperymentem dla mniejszej prędkości druku jest dobra. Zaobserwowane różnice pomiędzy wynikami symulacji a danymi referencyjnymi mogą wynikać z odmiennych założeń oraz sposobu opisu właściwości materiałowych wykorzystanych w symulacji. Do najistotniejszych czynników należą:

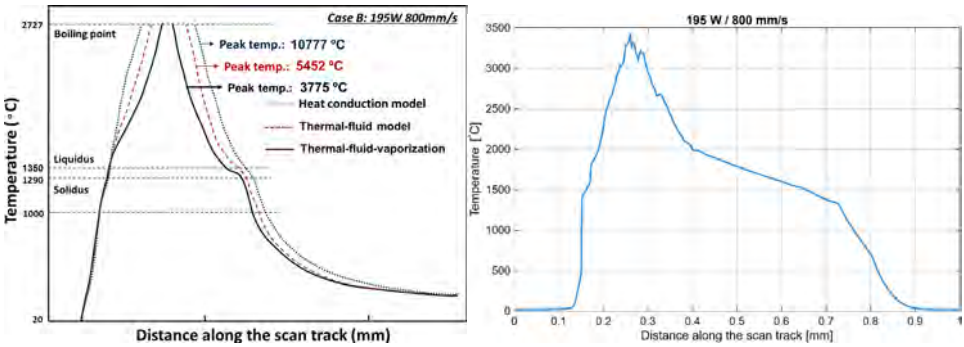
- Ograniczony rozmiar obszaru obliczeniowego, tj. 1 mm – brak możliwości pełnego rozwinięcia długości obszaru ciekłego.
- Brak odwzorowania rzeczywistego zachowania warstwy gazu ochronnego nad powierzchnią złoża. Przyjęto stałe właściwości gazu i brak występowania sił wyporu w tym obszarze.
- Brak odwzorowania zależności właściwości materiałowych od temperatury, powyżej temperatury likwidusu.
- Różnice w wartościach absorpcyjności i emisyjności materiału – wartości te są w dużym stopniu zależne od kształtu, faktury i obróbki powierzchni, w wyniku czego spotykane w różnych symulacjach założenia znacząco się od siebie różnią.

Profil temperatury wyznaczony wzdłuż ścieżki promienia lasera (Rysunek 10b) wykazuje znaczne podobieństwo do wyników obliczeń referencyjnych (Rysunek 10a) [8]. W cytowanym artykule [8] nie przedstawiono skali poziomej, ale wartość maksymalnej temperatury uzyskanej w symulacji złoża, 3712 K, jest bardzo zbliżona do raportowanej wartości, tj. 4048 K (Rysunek 10a).

Maksymalna temperatura złoża, osiągnięta w symulacji, wyniosła 3712 K, co w porównaniu z 4048 K przedstawionymi w benchmarku daje różnicę względną na poziomie -8,3 %.

Tabela 3. Porównanie rozmiarów obszaru ciekłego z danymi literaturowymi – 195 W / 1.2 m/s

	Szerokość (w) [µm]	**Długość (l) [µm]**	**Głębokość (d) [µm]**
Symulacja	132	515	64
Benchmark	97.82	798.7	60.54
Różnica względna	34.94%	-35.52%	5.72%



Rysunek 10. Rozkład temperatury wzdłuż ścieżki skanowania lasera - porównanie symulacji z danymi literaturowymi [8].

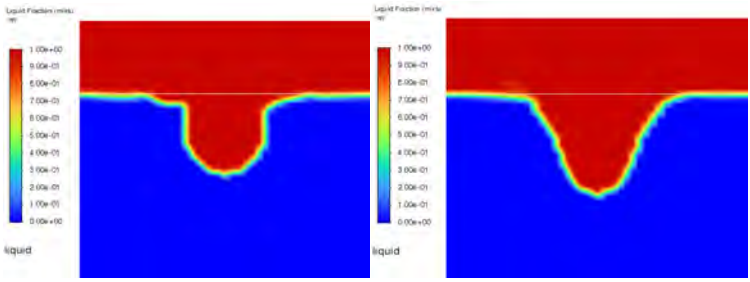
2.2. Analiza wpływu efektywnego współczynnika przewodzenia ciepła - wyniki symulacji

W ramach niniejszej pracy przeprowadzono 3 symulacje numeryczne odpowiadające różnym wariantom modeli efektywnego współczynnika przewodzenia ciepła złoża proszkowego, opisanych szerzej w sekcji 1.3.1. Parametry przeprowadzonych symulacji przedstawiono w tabeli 4.

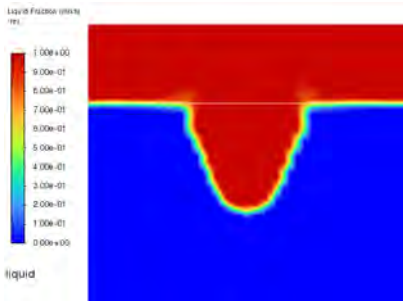
Tabela 4. Parametry przeprowadzonych symulacji.

Nr.	Moc lasera, P [W]	Prędkość skanowania, v [m/s]	Średnica wiązki lasera, 2r [µm]	Grubość warstwy proszku [µm]	Model przewodności cieplnej
1.	195	0.8	100	50	$k_p = \begin{cases} 0.01 \times k_s & T < T_m \\ k_s & T \geq T_m \end{cases}$,
2.	195	0.8	100	50	$k_p = k_s(1-\varphi)^3$
3.	195	0.8	100	50	$k_p = k_s(1-\varphi)$

Na podstawie przeprowadzonych symulacji przedstawiono kształty przekroju obszaru ciekłego metalu dla różnych modeli przewodności cieplnej w przekroju poprzecznym do kierunku ruchu wiązki lasera (Rysunek 11) oraz w płaszczyźnie symetrii obszaru, położonej wzdłuż ścieżki promienia lasera (Rysunek 12). Porównanie wartości współczynnika przewodzenia ciepła (Rysunek 5) w zakresie temperatur poniżej wartości likwidusu pokazuje, że najniższa wartość tego parametru otrzymana jest dla przypadku 1, a najwyższa dla przypadku 3. Wyniki symulacji wskazują, że zwiększenie efektywnej wartości współczynnika przewodzenia ciepła złoża proszku powoduje zmianę wymiarów jeziorka roztopionego metalu (Tabela 5).



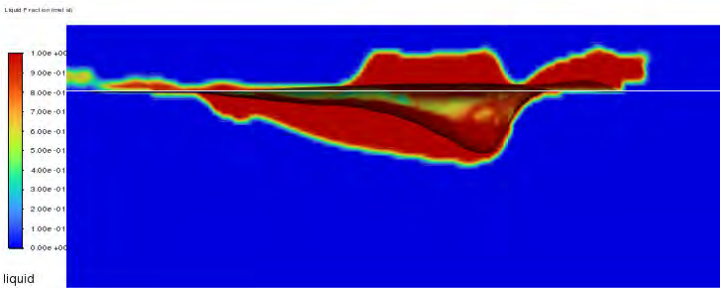
(a) (b)



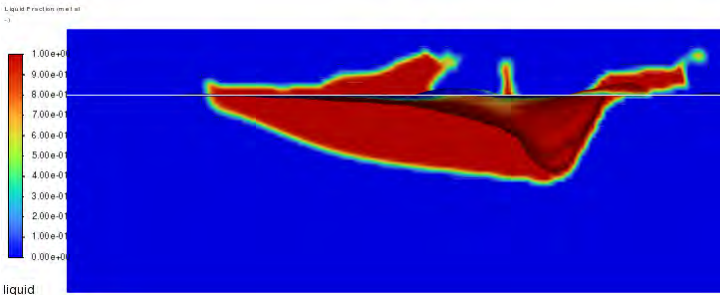
(c)

Rysunek 11 Kontury obszaru ciekłego metalu - przekrój prostopadły do ścieżki skanowania lasera – (a) przypadek 1, (b) przypadek 2 i (c) przypadek 3.

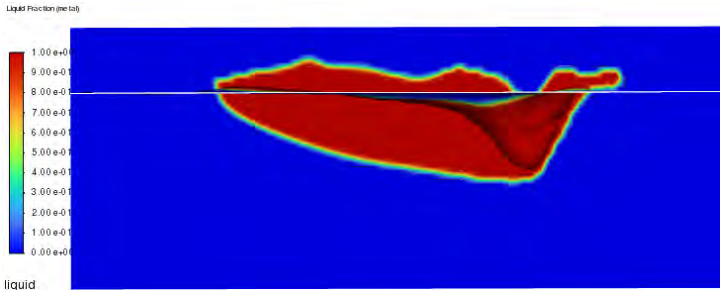
Przy najniższej przewodności cieplnej (przypadek 1) szerokość jeziorka jest największa, ale jest to spowodowane rozlaniem się wierzchniej warstwy przy znacznie mniejszej szerokości w dolnej części. Zwiększenie przewodności skutkuje znaczącym pogłębieniem jeziorka przy systematycznym zmniejszaniu jego szerokości. Obserwuje się również zwiększenie długości obszaru roztopionego metalu. Jest to związane z poprawą intensywności transportu ciepła na drodze przewodzenia do bardziej oddalonych obszarów proszku. W przypadkach 2 i 3 widoczne są również charakterystyczne „zmarszczki" na powierzchni roztopionego metalu. Wskazuje to na zmianę charakteru procesu od typu „dyfuzyjnego" dla przypadku 1 do typu „keyholing" dla przypadków 2 i 3.



(a)



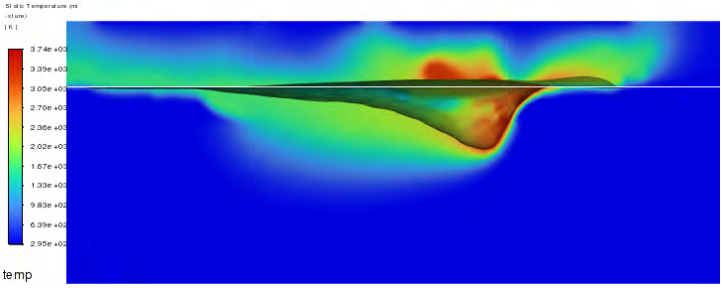
(b)



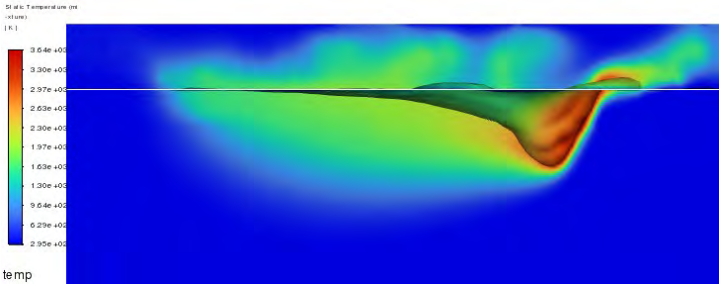
(c)

Rysunek 12 Kontury obszaru ciekłego metalu - przekrój pionowy wzdłuż ścieżki skanowania lasera - symulacja nr: (a) 1, (b) 2 i (c) 3.

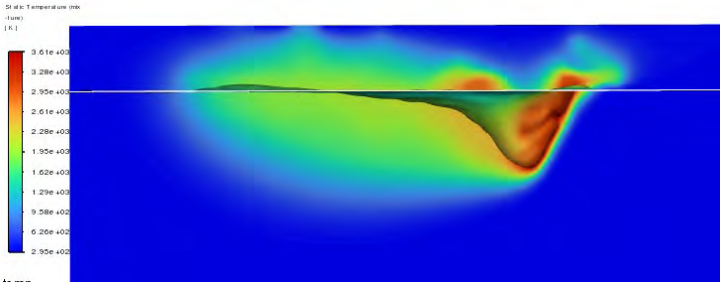
Na rysunku 13 przedstawiono kontury temperatury na powierzchni swobodnej oraz w płaszczyźnie symetrii przechodzącej przez ścieżkę promienia lasera. Zwiększenie przewodności cieplnej powoduje nieznaczne obniżenie maksymalnej temperatury roztopionego metalu, jednak zmiany te są bardzo niewielkie i nie przekraczają 13K pomiędzy skrajnymi przypadkami.



(a)



(b)



(c)

Rysunek 13. Kontury temperatury obszaru obliczeniowego – symulacja nr.(a) 1, (b) 2 i (c) 3.

Tabela 5. Wymiary obszaru ciekłego metalu dla różnych modeli przewodności cieplnej proszku.

	Szerokość (w) [µm]	**Długość (l) [µm]**	**Głębokość (d) [µm]**
Symulacja nr. 1	204	553	114
Symulacja nr. 2	202	629	134
Symulacja nr. 3	151	573	136

Podsumowanie

W ramach artykułu zaproponowano implementację numeryczną modelu druku 3D w programie ANSYS Fluent z wykorzystaniem techniki LPBF. Model pozwala na śledzenie powierzchni swobodnej roztopionego metalu, a także uwzględnia szereg kluczowych procesów, takich jak konwekcję Marangoniego oraz wywołaną siłami wyporu, występowanie oporów hydrodynamicznych w strefie topnienia i krzepnięcia, oddziaływanie cieplne promienia lasera oraz parujących gazów z powierzchnią swobodną, a także konwekcyjno-radiacyjną wymianę ciepła na powierzchni metalu.

Symulacje numeryczne przeprowadzono w dwóch etapach. W pierwszym, zwalidowano model w oparciu o wyniki eksperymentów opublikowanych przez NIST [14] mających charakter benchmarku, odpowiadających przetapianiu litego metalu Inconel 625 promieniem lasera. Uzyskano zadowalającą zgodność wyników symulacji i eksperymentu. Poprawa zgodności może być, zdaniem autorów tego opracowania, uzyskana poprzez zagęszczenie siatki dyskretyzacji, rewizję warunków brzegowych oraz właściwości materiałowych. Zatem planowane są dalsze prace nad rozbudową modelu. W drugiej części przeprowadzono symulacje procesu z wykorzystaniem trzech dostępnych w literaturze modeli przewodności cieplnej proszku metalu. Analiza wyników wykazała, że parametr ten ma zauważalny wpływ na rozmiary jeziorka roztopionego metalu, a nawet na charakter procesu („dyfuzyjny", „keyholing"), nie ma jednak istotnego wpływu na wartość maksymalnej temperatury. Zwiększenie przewodności cieplnej złoża proszku prowadzi do zmniejszenia szerokości, pogłębienia i wydłużenia jeziorka roztopionego metalu. Dokładniejsze określenie tego wpływu wymaga przeprowadzenia symulacji w większej domenie obliczeniowej i na gęstszej siatce dyskretyzacji przestrzennej. Również te prace są planowane w najbliższym czasie.

Nomenklatura

A	współczynnik absorpcji (-)
A_{mush}	stała mushy zone (-)
C	ciepło właściwe (J × kg - 1 × K - 1)
C_g	ciepło właściwe gazu (J × kg - 1 × K - 1)
C_n	ciepło właściwe metalu (J × kg -1 × K - 1)
C_{pl}	ciepło właściwe fazy ciekłej (J × kg - 1 × K - 1)
C_{ps}	ciepło właściwe fazy stałej (J × kg - 1 × K - 1)
ε	emisyjność (-)
η	absorpcyjność (model źródła lasera) (-)
f_l	udział fazy ciekłej (-)
g	współczynnik geometryczny źródła ciepła (-)
g_i	udział masowy i-tego pierwiastka (-)
h	entalpia właściwa (J × kg - 1)
h_c	współczynnik przejmowania ciepła (W × m - 2 × K - 1)
k	współczynnik przewodzenia ciepła (W × m - 1 × K - 1)
k_b	stała Boltzmanna (J × K - 1)
k_l	współczynnik przewodzenia ciepła fazy ciekłej (W × m - 1 × K - 1)
k_s	współczynnik przewodzenia ciepła fazy stałej (W × m - 1 × K - 1)
L_m	ciepło topnienia (J × kg - 1)
L^v	ciepło parowania (J × kg - 1)
m_A	masa atomowa stopu (kg)
m_{Ai}	masa atomowa i-tego pierwiastka (kg)

μ	lepkość dynamiczna (Pa × s)
p	ciśnienie (Pa)
p_a	ciśnienie atmosferyczne (Pa)
p_σ	ciśnienie od napięcia powierzchniowego (Pa)
P	moc lasera (W)
Q_{con}	człon źródłowy ciepła od konwekcji (W × m - 3)
Q_{in}	człon źródłowy ciepła od lasera (W × m - 3)
Q_{rad}	człon źródłowy ciepła od promieniowania (W × m - 3)
Q_{vap}	człon źródłowy ciepła od parowania (W × m - 3)
R	indywidualna stała gazowa (J × kg - 1 × K - 1)
r	promień wiązki lasera (m)
S_B	człon źródłowy siły wyporu (N × m - 3)
$S_{m/s}$	człon źródłowy w mushy zone (N × m - 3)
S_{rec}	człon źródłowy siły odrzutu parowania (N × m - 3)
S_{st}	człon źródłowy napięcia powierzchniowego (N × m - 3)
t	czas (s)
T	temperatura (K)
T_l	temperatura likwidusu (K)
T_s	temperatura solidusu (K)
T_{sur}	temperatura początkowa otoczenia (referencyjna) (K)
T_v	temperatura wrzenia (K)
v	prędkość skanowania (m × s - 1)
V	wektor prędkości (m × s - 1)
x, y, z	współrzędne obszaru obliczeniowego (m)
x_0	początkowa współrzędna x wiązki lasera (m × s - 1)
α	udział objętościowy metalu (-)
β	współczynnik rozszerzalności cieplnej (1 × K - 1)
σ	napięcie powierzchniowe (N × m - 1)
σ_l	napięcie powierzchniowe dla temperatury likwidusu (N × m - 1)
σ_s^T	współczynnik Marangoniego (N × m - 1 × K - 1)
δ	mała stała numeryczna (-)
κ	krzywizna powierzchni cieczy (-)
ρ	gęstość (kg × m - 3)
ρ_g	gęstość gazu (kg × m - 3)
ρ_l	gęstość fazy ciekłej (kg × m - 3)
ρ_m	gęstość metalu (kg × m - 3)
ρ_s	gęstość fazy stałej (kg × m - 3)
σ_{SB}	stała Stefana-Boltzmanna (W × m - 2 × K - 4)
φ	porowatość złoża proszkowego (-)
ψ	kąt między normalną a wiązką (°)
Ω	współczynnik korekcyjny (-)

Bibliografia

[1] Piedra S., Gómez-Ortega A., Félix-Martínez Ch., Pérez-Barrer J. (2026). Experimental and numerical study of single track formation in the laser powder bed fusion process of AlSi10Mg. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, 142, 3659–3673.
[2] Gan Y., He K., Yu B., et al. (2025). Influence of process parameters on the quality of laser powder bed fusion of Alnico. Journal of Alloys and Compounds, 1022, 179791.
[3] Nabavi S.F., Garmestani H. (2025). Multi-scale modeling of metallurgical phenomena in metal laser powder bed fusion additive manufacturing: A comprehensive review. Journal of Manufacturing Processes, 150, 610–644.
[4] Fotovvati B., Wayne S.F., Lewiset G., et al. (2018). A Review on Melt-Pool Characteristics in Laser Welding of Metals, Advances in Materials Science and Engineering, 2018, 4920718.
[5] Wang J., Zhu R., Liu Y., Zhang L. (2023). Understanding melt pool characteristics in laser powder bed fusion: An overview of single- and multi-track melt pools for process optimization. Advanced Powder Materials, 2, 100137.
[6] Yu T., Zhao J. (2021). Semi-coupled resolved CFD–DEM simulation of powder-based selective laser melting for additive manufacturing. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg., 377, 113707.
[7] Heeling T., Cloots M., Wegener K. (2017). Melt pool simulation for the evaluation of process parameters in selective laser melting. Additive Manufacturing, 14, 116–125.
[8] Gan Z., Lian Y., et al. (2019). Benchmark Study of Thermal Behavior, Surface Topography and Dendritic Microstructure in Selective Laser Melting of Inconel 625, Integrating Materials and Manufacturing Innovation, 8, 178–193.
[9] Hong K-M., Grohol C.M., Shin Y.C. (2021). Comparative Assessment of Physics-Based Computational Models on the NIST Benchmark Study of Molten Pool Dimensions and Microstructure for Selective Laser Melting of Inconel 625. Integrating Materials and Manufacturing Innovation, 10, 58–71.
[10] Wang Z., Yan W., Liu W. K., et al. (2019). Powder-scale multi-physics modeling of multi-layer multi-track selective laser melting with sharp interface capturing method. Computational Mechanics, 63, 649–661.
[11] Ye XH., Chen X. (2002) Three-dimensional modelling of heat transfer and fluid flow in laser full-penetration welding. J Phys D Appl Phys, 35(10), 1049.
[12] De A., Maiti SK., Walsh CA. et al. (2003) Finite element simulation of laser spot welding. Sci.Technol. Weld Join, 8(5), 377–384.
[13] Levine L. Lane B., Heigel J., et al. (2020). Outcomes and conclusions from the 2018 AM-Bench measurements, challenge problems, modeling submissions, and conference. Integr. Mater. Manuf. Innov., 9(1), 1–15.
[14] Lyle BL, Levine E (2018) AM-Bench 2018-test-data. https://www.nist.gov/ambench/benchmark-test-data/
[15] Kollmannsberger, S., Carraturo, M., Reali, A. et al. (2019). Accurate Prediction of Melt Pool Shapes in Laser Powder Bed Fusion by the Non-Linear Temperature Equation Including Phase Changes. Integr. Mater Manuf. Innov., **8**, 167–177.
[16] Zhang, Z., Wang, Y., Ge, P., Wu, T. (2022). A Review on Modelling and Simulation of Laser Additive Manufacturing: Heat Transfer, Microstructure Evolutions and Mechanical Properties. Coatings, 12, 1277.

[17] Xie Q., Yanet X. al. (2023). An extended version of cellular automata model for powder bed fusion to unravel the dependence of microstructure on printing areas for Inconel 625. Additive Manufacturing, 73, 103676.
[18] Wu C., Zafar M.Q., Zhao H., Wang Y., Schöler C., Heinigk C., Nießen M., Schulz W., Multi-physics modeling of side roughness generation mechanisms in powder bed fusion, Additive Manufacturing, 47, 2021, 102274, https://doi.org/10.1016/j.addma.2021.102274.
[19] Cook P.S., Murphy A.B., (2020) Simulation of melt pool behaviour during additive manufacturing, *Additive Manufacturing, 31,* 100909.
[20] Zöller C., Adams N.A., Adami S. (2023). Numerical investigation of balling defects in laser-based powder bed fusion of metals with Inconel 718, *Additive Manufacturing, 73*, 103658.
[21] Gola K., Ledwig P., Dubiel B. (2023). Effect of Microstructure of Additively Manufactured Inconel 625 on Long-Term Corrosion Behaviour in Sulfuric Acid Media, *JOM, 75(4)*,
[22] Chen N., Khan H.A., Wan Z., Lippert J., Sun H., Shang S.-L., Liu Z.-K., Li J. (2020). Microstructural characteristics and crack formation in additively manufactured bimetal material of 316L stainless steel and Inconel 625, Additive Manufacturing, 32, 101037.
https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101037.
[23] Zhidong Z., Yuze H., Adhitan R.K., Shahriar I.S., Usman A., Yahya M., Ehsan T. (2019). 3-Dimensional heat transfer modeling for laser powder-bed fusion additive manufacturing with volumetric heat sources based on varied thermal conductivity and absorptivity, Optics & Laser Technology, 109, p. 297-312, https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.08.012.
[24] Li Y., Zhou K., Tan P., Tor S.B., Chua C.K., Leong K.F. (2018). Modeling temperature and residual stress fields in selective laser melting, International Journal of Mechanical Sciences, 136, p. 24-35, https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2017.12.001.
[25] Xie Q., Yan X., Yin S., Li X., Liu M., Wang Y., Zhuang L. (2023). An extended version of cellular automata model for powder bed fusion to unravel the dependence of microstructure on printing areas for Inconel 625, Additive Manufacturing, 73, 103676, https://doi.org/10.1016/j.addma.2023.103676.
[26] Weaver J.S., Heigel J.C., Lane B.M. (2022). Laser spot size and scaling laws for laser beam additive manufacturing, *Journal of Manufacturing Processes, 73*, p. 26-39, https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2021.10.053.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_17

Modelowanie numeryczne wymiany ciepła w epoksydowym kompozycie dyspersyjnym z wypełnieniem w postaci anizotropowych inkluzji węglowych

MACIEJ KOWALSKI[1], ŁUKASZ OMEN[1], ANDRZEJ J. PANAS[1,2]
[1] Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki, Uzbrojenia i Lotnictwa
ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa
[2] Instytut Techniczny Wojsk Lotniczych, ul. Księcia Bolesława 6, 01-494 Warszawa
[1] e-mail: maciej.kowalski@wat.edu.pl

Słowa kluczowe: cieplnofizyczne właściwości wypadkowe, kompozyty dyspersyjne, anizotropia, homogenizacja

Praca dotyczy problemu kształtowania się i określania wypadkowych właściwości cieplnofizycznych niejednorodnych struktur materiałowych. Przedstawione w niej badania mają charakter teoretyczno-doświadczalny, z położeniem nacisku na analizy numeryczne. Przedmiotem analizy jest kompozyt dyspersyjny. Efektywne właściwości cieplnofizyczne takich kompozytów zależą zarówno od właściwości materiałowych poszczególnych składników jak i od uwarunkowań mikrostrukturalnych. W niniejszym przypadku uwagę skupiono na ocenie wpływu losowości dwóch cech rozmieszczenia wtrąceń na właściwości wypadkowe. Metodami modelowania numerycznego w geometrii dwóch wymiarów rozpatrzono zjawiska stacjonarnej i niestacjonarnej wymiany ciepła w warunkach odpowiadających rzeczywistym pomiarom cieplnofizycznym: metody Poensgena i metody oscylacji temperatury. wyznaczania analizowane były właściwości wypadkowe struktury kompozytu epoksydowego o wypełnieniu w postaci podłużnych inkluzji inspirowanych dodatkami węglowymi. W modelu uwzględniono zarówno anizotropię przewodności cieplnej inkluzji jak i wpływ ich orientacji geometrycznej. Uzyskane rezultaty pozwalają ocenić zakres stosowalności danych metod w opisie i analizie kompozytów dyspersyjnych o właściwościach silnie anizotropowych.

Wstęp

Wyznaczanie wypadkowych właściwości cieplnofizycznych materiałów kompozytowych stanowi jedno z podstawowych zagadnień współczesnej inżynierii materiałowej, szczególnie w odniesieniu do układów polimerowych zawierających wysokoprzewodzące dodatki węglowe. Z jednej strony polimery, w tym żywice epoksydowe, charakteryzują się zwykle niewielką przewodnością cieplną, co ogranicza ich zastosowanie w elementach wymagających sprawnego odprowadzania ciepła [1]. Z drugiej strony wprowadzenie do osnowy fazy wypełniającej o dużej przewodności np. włókien, nanorurek, grafenu lub innych struktur węglowych, pozwala znacząco modyfikować właściwości cieplne materiału, przy zachowaniu korzystnych cech technologicznych i mechanicznych polimeru [2]. W literaturze podkreśla się, że efektywna przewodność cieplna takich kompozytów zależy nie tylko od przewodności składników i udziału objętościowego wypełniacza, ale również od kształtu cząstek, ich orientacji, dyspersji, stopnia agregacji oraz oporu cieplnego na granicy faz [3, 4].
Szczególnie istotnym problemem jest opis kompozytów zawierających wtrącenia - inkluzje wydłużone i kierunkowo przewodzące [5]. W przypadku struktur węglowych przewodność cieplna wzdłuż osi podłużnej może znacznie przewyższać przewodność w kierunku poprzecznym, co prowadzi do zwiększenia poziomu anizotropowości kompozytu. Oznacza to, że sama informacja o udziale objętościowym fazy wypełniającej jest niewystarczająca do poprawnego określenia przewodności efektywnej. Konieczne staje się uwzględnienie orientacji geometrycznej inkluzji względem głównego

kierunku przepływu ciepła oraz losowości ich rozmieszczenia w matrycy. Podobne problemy są wskazywane w badaniach nad kompozytami epoksydowo-polimerowymi, gdzie długość dodatków, proporcje wymiarów, przewodność włókien, przewodność osnowy, opór międzyfazowy, aglomeracja, dyspersja i udział objętościowy traktowane są jako kluczowe parametry wpływające na makroskopową przewodność cieplną [6].

Klasyczne modele analityczne, zaproponowane między innymi przez Maxwella, Rayleigha, Bruggemana czy Lewisa-Nielsena, są nadal szeroko stosowane do szacowania wypadkowej przewodności cieplnej kompozytów dyspersyjnych. Modele te mają jednak określone ograniczenia, wynikające z przyjmowanych założeń dotyczących kształtu wtrąceń, ich udziału, wymogu regularnego rozmieszczenia czynie uwzględniania oddziaływań między cząstkami [7].

W przypadku mikrostruktur z cechami losowości dużego znaczenia nabierają metody numeryczne, zwłaszcza oparte na reprezentatywnych elementach objętościowych lub powierzchniowych. W literaturze wskazuje się podejścia Metody Elementów Skończonych, Dynamiki Molekularnej, Monte Carlo oraz metody perkolacyjne [7]. W [8] autorzy zaproponowali metodykę obliczania przewodności cieplnej i elektrycznej kompozytów losowych poprzez analizę liczby ścieżek przewodzących, ich średniej długości oraz efektywnej szerokości w reprezentatywnym elemencie powierzchniowym, wskazując jednocześnie, że odpowiedź w skali makro nie zawsze jest prostą średnią wyników uzyskanych dla pojedynczych mikrostruktur.

Niniejsza praca koncentruje się na numerycznym wyznaczaniu efektywnych właściwości cieplnofizycznych kompozytu epoksydowego zawierającego podłużne inkluzje węglowe. Oryginalnym elementem pracy jest systematyczne porównanie wyników uzyskanych dla kilku stopni wypełnienia, wielu kątów orientacji inkluzji, wariantu losowej orientacji oraz dwóch opisów przewodności inkluzji: izotropowego i anizotropowego. Dodatkowo, dla każdej konfiguracji uwzględniono dziesięć niezależnych populacji mikrostrukturalnych, co pozwala ocenić rozrzut wynikający z losowości rozmieszczenia fazy wypełniającej.

1. Zakres pracy

W ramach pracy opracowano dwuwymiarowy model numeryczny do analizy wymiany ciepła w epoksydowym kompozycie dyspersyjnym zawierającym podłużne inkluzje węglowe. Model służy do wyznaczania efektywnej przewodności cieplnej oraz efektywnej dyfuzyjności cieplnej kompozytu w warunkach odpowiadających procedurom pomiarowym stosowanym w badaniach doświadczalnych. Zakres pracy obejmuje:

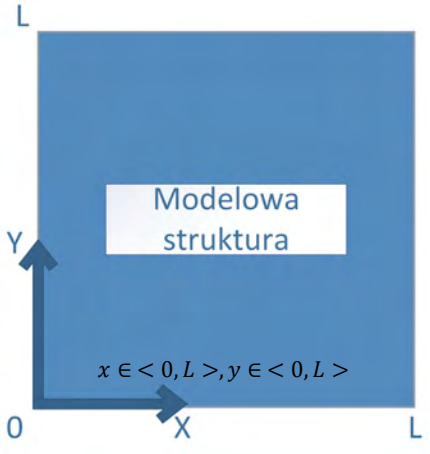
1. Wygenerowanie losowych mikrostruktur kompozytu dla kwadratowej domeny obliczeniowej o długości boku L = 500μm;
2. Uwzględnienie pięciu stopni wypełnienia inkluzjami węglowymi: $\varphi = \{4, 8, 12, 16, 20\}$ %;
3. Uwzględnienie siedmiu ustalonych orientacji inkluzji względem głównego kierunku przewodzenia ciepła: $\alpha = \{0^o, 15^o, 30^o, 45^o, 60^o, 75^o, 90^o\}$ oraz przypadku orientacji losowej;
4. Uwzględnienie dwóch wariantów materiałowych inkluzji: przewodność cieplna izotropowa i anizotropowa;
5. Wykonanie obliczeń poprzez odwzorowanie w modelu dwóch procedur wyznaczania właściwości cieplnofizycznych:
   - stanu ustalonego, odpowiadającej ideowo metodzie Poensgena,
   - stanu nieustalonego, odpowiadającej zmodyfikowanej metodzie Angströma;

6. Powtórzenie obliczeń każdej konfiguracji dla dziesięciu niezależnych, losowych i równomiernie rozproszonych, populacji inkluzji węglowych;
7. Porównanie wyników numerycznych z modelem analitycznym Lewisa-Nielsena.

Podsumowując, łącznie analizie poddano po 800 przypadków mikrostrukturalno - materiałowych dla każdej metody obliczeniowej. Taka liczba danych daje podstawy do określenia wpływu poszczególnych czynników na właściwości wypadkowe oraz daje wstępny ogląd na stopień wpływu parametrów losowych na wynik. Geometria była generowana z wykorzystaniem autorskiego programu w środowisku MATLAB. Dalsze analizy numeryczne były prowadzone w środowisku COMSOL Multiphysics.

2. Założenia modelu

Zastosowanie modelu dwuwymiarowego (por. rys. 1) stanowi kompromis między reprezentatywnością mikrostruktury a kosztem obliczeniowym. W analizach kompozytów losowych koszt symulacji szybko wzrasta wraz ze wzrostem liczby inkluzji, rozmiaru domeny oraz liczbą analizowanych populacji. W [7, 9] wskazuje się, że metody numeryczne, są skutecznym narzędziem badania przewodności kompozytów, lecz przy przejściu do skali makro mogą wymagać znacznych zasobów obliczeniowych.
Model 2D pozwala przeprowadzić dużą liczbę analiz parametrycznych, zachowując możliwość szczegółowego odwzorowania losowego rozmieszczenia inkluzji i ich orientacji [10]. Takie podejście jest szczególnie użyteczne na etapie identyfikacji trendów, oceny wpływu parametrów mikrostrukturalnych oraz porównania metod homogenizacji [11]. W [8] opisano również przypadek modelowania w układzie dwuwymiarowym. Reprezentatywny element powierzchniowy był traktowany jako podstawa do oceny przewodności oraz identyfikacji zjawisk perkolacyjnych. Należy jednak wyraźnie zaznaczyć, że model 2D nie odwzorowuje w pełni przestrzennej geometrii rzeczywistego kompozytu. Celem niniejszej pracy jest przeprowadzenie analizy porównawczej wpływu kluczowych parametrów kompozytu, a nie bezpośrednie odwzorowanie wszystkich cech strukturalnych rzeczywistej próbki.



Rys. 1. Schematyczna reprezentacja geometrii modelu. Źródło: opracowanie własne

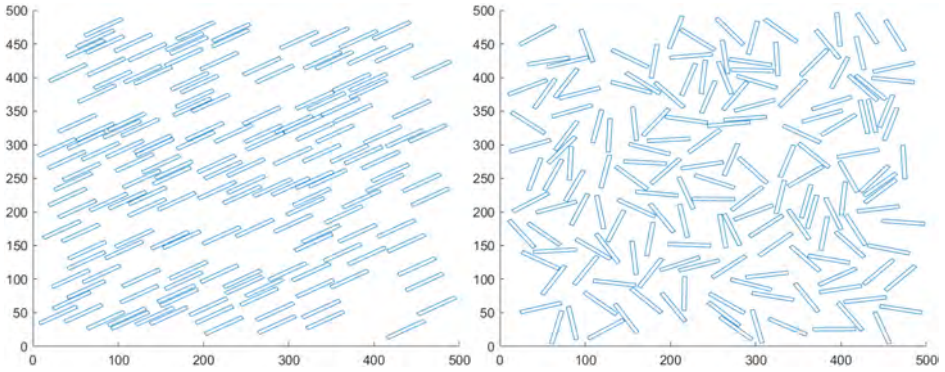
3. Mikrostruktura i generowanie populacji

3.1. Generowanie mikrostruktury

Przedmiotem analiz jest dwufazowy kompozyt dyspersyjny składający się z osnowy epoksydowej oraz wypełnienia w postaci podłużnych inkluzji węglowych. Osnowa stanowi fazę ciągłą, natomiast inkluzje są rozmieszczone losowo w obrębie analizowanej domeny obliczeniowej. W przyjętym modelu inkluzje mają kształt wydłużony, co pozwala odwzorować charakterystyczną geometrię cząstek lub włókien węglowych występujących w rzeczywistych materiałach kompozytowych. W każdej domenie obliczeniowej generowano układ podłużnych inkluzji węglowych rozmieszczonych losowo w osnowie epoksydowej. Inkluzje modelowano jako obiekty prostokątne o zadanej długości *l* i współczynniku kształtu *l/b*. Ich położenie było losowane przy zachowaniu zadanego udziału powierzchniowego, traktowanego w modelu 2D jako odpowiednik udziału objętościowego.

Ze względu na losowy charakter mikrostruktury pojedynczy przypadek geometrii nie jest wystarczający do wiarygodnej oceny właściwości wypadkowych i wpływu poszczególnych parametrów. Z tego powodu dla każdej kombinacji parametrów wygenerowano dziesięć niezależnych populacji. Takie podejście pozwala wyznaczyć nie tylko wartość średnią wypadkowych parametrów przewodzenia ciepła, lecz również odchylenie standardowe oraz zakres zmienności wyników. W literaturze podkreśla się, że przy analizie losowych kompozytów konieczne jest stosowanie wielu realizacji mikrostruktury, ponieważ wyniki mogą zależeć od lokalnego rozmieszczenia fazy wypełniającej i skończonego rozmiaru domeny [12].

Inkluzje rozmieszczano sekwencyjnie w domenie obliczeniowej. Dla każdej inkluzji losowano współrzędne środka geometrycznego oraz, w zależności od analizowanego wariantu, kąt orientacji. Następnie sprawdzano warunek braku kolizji z wcześniej umieszczonymi inkluzjami oraz warunek pozostawania inkluzji w granicach domeny. Procedurę kontynuowano do osiągnięcia zadanego udziału powierzchniowego fazy wypełniającej. Metoda ta w literaturze występuje pod nazwą RSA (ang. *Random Sequential Adsorption*) [13].W przypadku wariantu orientacji losowej kąt każdej inkluzji losowano z przyjętego zakresu rozkładu $\alpha \in < 0, 180 >$. Przykładowe reprezentacje geometryczne przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2. Przykładowe wygenerowane konfiguracje struktury kompozytu: o ustalonym kącie odchylenia od głównego kierunku przepływu ciepła (po lewej) oraz o losowych kącie odchylenia (po prawej).
Źródło: opracowanie własne

3.2. Reprezentatywność domeny obliczeniowej

W literaturze często stosuje się kryterium stabilizacji wartości wypadkowej badanego parametru struktury wraz ze wzrostem rozmiaru domeny obliczeniowej [14, 15]. W niniejszej pracy, z uwagi na i tak dużą liczbę parametrów, ograniczono się do jednego rozmiaru domeny, zakładając równocześnie, że rozmiar domeny odpowiadający 10-krotnej długości pojedynczej inkluzji jest odpowiedni do uzyskania wyników niezależnych od rozmiaru domeny obliczeniowej.

4. Właściwości modelowe faz

Przyjęte właściwości materiałowe poszczególnych faz umieszczono w tabeli 1 opierając się na pracach [16-18]. Właściwości pojemnościowe poszczególnych składników są do siebie zbliżone, jednak największe rozróżnienie występuje w przypadku właściwości przewodnościowych. W pracy rozpatrzono dwa warianty opisu przewodności cieplnej inkluzji węglowych.

- **Wariant izotropowy**

W wariancie izotropowym przewodność cieplna inkluzji jest jednakowa we wszystkich kierunkach.

- **Wariant anizotropowy**

W wariancie anizotropowym każda inkluzja charakteryzuje się przewodnością podłużną i poprzeczną:

$$\boldsymbol{\lambda} = \begin{bmatrix} \lambda_{x'} & 0 \\ 0 & \lambda_{y'} \end{bmatrix} \tag{1}$$

gdzie $\lambda_{x'}$ oznacza przewodność podłużną, a $\lambda_{y'}$ przewodność poprzeczną. Uzyskanie takiego efektu w modelu było możliwe poprzez utworzenie lokalnych układów współrzędnych OX'Y' sprzężonych z każdą poszczególną inkluzją (rys. 5). W prowadzonych analizach przyjęto współczynnik kształtu *l*/*b* = 10. Za kierunek lepiej przewodzący w wariancie anizotropowym uznaje się lokalną oś OX'.



Rys. 3. Ideowe przedstawienie pojedynczej inkluzji z dołączonym lokalnym układem współrzędnych. Źródło: opracowanie własne

Tabela 1. Właściwości cieplnofizyczne poszczególnych faz. Źródło: opracowanie własne na podstawie [16-18]

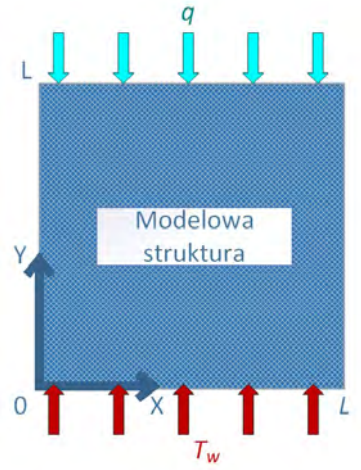
Właściwość cieplnofizyczna	Osnowa (żywica epoksydowa)	Inkluzje izotropowe (modelowy grafit pirolityczny)	Inkluzje anizotropowe (grafit pirolityczny)
Przewodność cieplna $\lambda\ [\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}]$	0,2	277,33	$\lambda_{x'} = 277{,}33;$ $\lambda_{y'} = 1{,}54$
Ciepło właściwe $c_p[\mathrm{J \cdot kg^{-1}}]$	1350	710	710
Gęstość $\rho\ [\mathrm{kg \cdot m^{-3}}]$	1053	2170	2170

5. Warunki graniczne

Warunki graniczne były zależnie od procedury obliczeniowej. Poniżej przedstawiono zadane warunki graniczne dla każdego odtwarzanej metody eksperymentalnej. Z uwagi na odtwarzanie modelu w mikroskali konieczne było dokonania przeskalowania charakterystycznych parametrów dla każdej z metod.

5.1. Metoda stanu ustalonego– metoda Poensgena

W analizowanej procedurze [19] pomiaru w warunkach ustalonych wymagane jest uzyskanie różnicy temperatur na dwóch przeciwległych krawędziach domeny. Różnica ta była wywoływana zadaniem warunku ustalonej temperatury na jednej z krawędzi modelu oraz ustalonego strumienia ciepła na przeciwległej (rys. 4). Na pozostałych krawędziach przyjęto warunki adiabatyczności.



WB:

$$T(x,0) = T_w$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y}(x,L) = q$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0,y) = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(L,y) = 0$$

Rys. 4. Schematyczne przedstawienie warunków brzegowych dla procedury stacjonarnej (po lewej) i zadane warunki brzegowe (po prawej). Źródło: opracowanie własne

Umożliwiło to uzyskanie różnicy temperatury ΔT pomiędzy krawędziami i uzyskanie wartości wypadkowej przewodności cieplnej wzdłuż kierunku OY zgodnie z równaniem

$$\lambda_{eff,y} = \frac{-qL}{\Delta T} \tag{2}$$

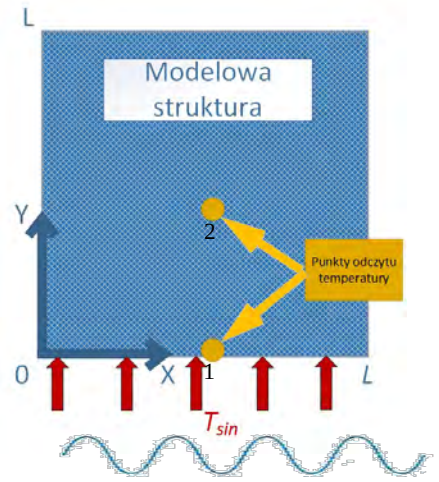
Na potrzeby obliczeń przyjęto temperaturę wymuszenia $T_w = 20$ ℃ oraz gęstość strumienia ciepła $q = 1000\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$ co pozwalało uzyskać niewielką różnicę temperatury rzędu $1 \div 2$ ℃.

5.2. Metoda stanu ustalonego –zmodyfikowana metoda Angströma

Do wyznaczenia dyfuzyjności cieplnej wykorzystano zmodyfikowanej metodę oscylacji temperatury [20, 21]. Jako warunek początkowy przyjęto jednorodny rozkład temperatury w całym obszarze. W procedurze tej zadano okresowe wymuszenie temperaturowe

$$T_{sin} = T_0 + A_w \sin(2\pi\tau_\Omega^{-1} \cdot t) \tag{3}$$

na dolnej krawędzi domeny. T_0 jest temperaturą początkową, A_w amplitudą wymuszenia, a τ_Ω oznacza okres sygnału wymuszenia. Schemat układu wraz z warunkami granicznymi przedstawiono na rys. 5.



WP:
$T(x, y, 0) = T_0$

WB:
$T(x, 0, t) = T_{sin}$

$\frac{\partial T}{\partial y}(x, L, t) = 0$

$\frac{\partial T}{\partial x}(0, y, t) = 0$

$\frac{\partial T}{\partial x}(L, y, t) = 0$

Rys. 5. Schematyczne przedstawienie warunków granicznych dla procedury niestacjonarnej (po lewej) i zadane warunki brzegowe (po prawej). Źródło: opracowanie własne

Odpowiedź temperaturową odczytywano w dwu punktach pomiarowych położonych wzdłuż kierunku przepływu ciepła. Współrzędne punktów pomiarowych to $\left(\frac{L}{2}, 0\right)$ dla temperatury sygnału wymuszającego to $\left(\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right)$ dla temperatury odpowiedzi. Sygnał odpowiedzi temperaturowej w płaszczyźnie symetrii, czyli w punkcie 2 na rys. 5, porównuje się z sygnałem wymuszenia (punkt nr 1) w postaci harmonicznych zmian temperatury. Wyniki tego porównania umożliwiają wyznaczenie redukcji amplitudy

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{\cosh 2kx + \cos 2kx}{\sinh 2k\frac{L}{2} + \cos 2k\frac{L}{2}}} \tag{4}$$

i przesunięcia fazowego sygnału odpowiedzi

$$\varphi(x) = \arg\left[\frac{\cosh kx(1+i)}{\cosh k\frac{L}{2}(1+i)}\right] \tag{5}$$

przy czym

$$k = \sqrt{\frac{\pi f}{a}} = \sqrt{\frac{\pi}{a\tau_\Omega}} \tag{6}$$

gdzie k jest liczbą falową, a f częstotliwością oscylacji. Rozwiązując nieliniowe równanie (4) z uwzględnieniem zależności (6), można otrzymać tzw. amplitudową wartość poszukiwanej dyfuzyjności cieplnej, oznaczaną jako a_ψ. Z kolei fazową wartość dyfuzyjności cieplnej, a_φ, można wyznaczyć przez rozwiązanie nieliniowego równania (5), również z uwzględnieniem zależności (6). W pracy jako wartość wypadkową dyfuzyjności cieplnej przyjmuje się średnią geometryczną z tych wartości, czyli

$$a_{\text{geom.}} = \sqrt{a_\psi \cdot a_\varphi} \tag{7}$$

W pracy analizy numeryczne przeprowadzono dla $T_0 = 20\ ℃, \tau_\Omega = 20\ s, A_w = 0{,}5\ ℃$ z częstotliwością próbkowania sygnałów równą 2 Hz.

6. Siatka obliczeniowa

Ze względu na losowy charakter generowanych mikrostruktur oraz znaczną liczbę analizowanych przypadków zastosowano automatyczną generację siatki trójkątnej w środowisku COMSOL Multiphysics. Topologia siatki była każdorazowo dostosowywana do aktualnej geometrii wynikającej z rozłożenia inkluzji, ich wzajemnych odległości oraz położenia względem granic domeny. W konsekwencji liczba i rozkład elementów różniły się pomiędzy populacjami, co jest naturalną konsekwencją stochastycznego charakteru modelu. Przyjęto jednak jednolite ustawienia generatora siatki dla wszystkich wariantów obliczeniowych, co zapewniało porównywalny poziom dyskretyzacji. Analiza wrażliwości modelu na zmianę parametrów siatki obliczeniowej będzie tematem dalszych prac.

7. Model analityczny Lewisa-Nielsena

Model Lewisa-Nielsena [22] jest modelem empirycznym, który jest dość popularny w literaturze i daje stosunkowo dobre wyniki [23]. Jest szczególnie użyteczny w analizie kompozytów z wypełnieniem dyspersyjnym, ponieważ uwzględnia wpływ kształtu cząstek i sposób ich upakowania. Wypadkową przewodność cielną w tym modelu określa się jako

$$\lambda_{eff} = \frac{1+AB\varphi}{1-B\psi\varphi} \tag{8}$$

gdzie

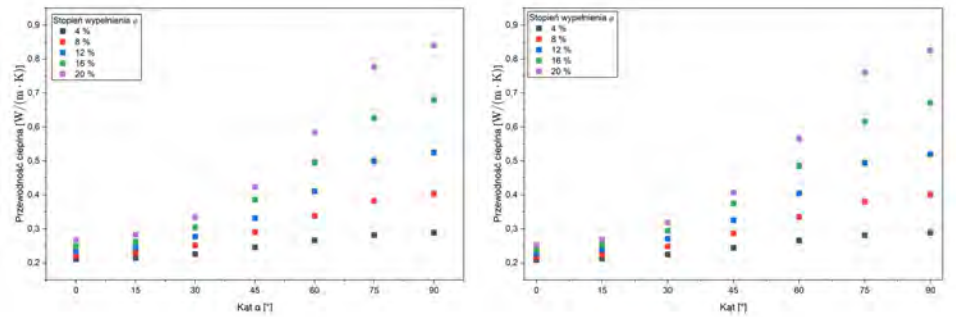
$$\mathrm{B} = \frac{\lambda_l/\lambda_m - 1}{\lambda_l/\lambda_m + A} \tag{9}$$

$$\psi = 1 + \left(\frac{1-\phi_m}{\phi_m^2}\right)\varphi \tag{10}$$

Parametry A oraz ϕ_m są parametrami stabelaryzowanymi [7]. W ramach analiz przyjęto $A = 4{,}93$ (odpowiada to współczynnikowi kształtu równemu 10) oraz $\phi_m = 0{,}52$ (losowy kierunek upakowania). Porównanie z modelem Lewisa - Nielsena pozwali ocenić, w jakim zakresie klasyczna zależność homogenizacyjna może być stosowana do kompozytów o silnie anizotropowych właściwościach termicznych.

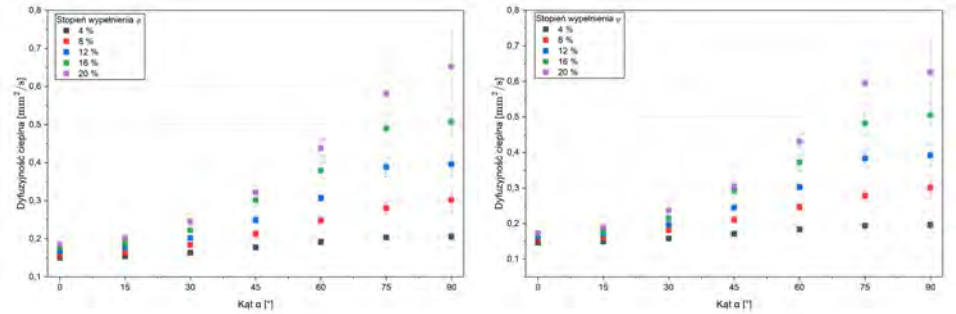
8. Wyniki obliczeń

Obliczenia prowadzone były automatycznie z wykorzystaniem skryptu, który zmieniał wymieniane wcześniej parametry. Wykonanie obliczeń na podstawie 10 różnych populacji dla każdego zestawu parametrów pozwoliło uzyskać przybliżoną miarę rozrzutu wyników i wpływu zarówno stochastycznych parametrów modelu, jak i zdeterminowanych (właściwości, stopień wypełnienia) na właściwości efektywne. Odchylenia od wartości średnich na wykresach oznaczono poprzez miarę odchylenia standardowego. Na rys. 6. przedstawiono wyniki obliczeń przewodności cieplnej w funkcji kąta odchylenia od kierunku prostopadłego do głównej osi przewodzenia ciepła (czyli kąt 90^o oznacza kierunek ułożenia zgodny z głównym kierunkiem przewodzenia ciepła). Po lewej stronie przedstawiono wyniki dla wariantu izotropowego, a po prawej dla anizotropowego. Zauważalny jest znaczny wzrost przewodności wraz ze wzrostem kąta oraz stopnia wypełnienia. Wraz ze wzrostem przewodności rośnie też stopień niepewności wyniku. Jest to spowodowane zwiększeniem udziału fazy wzmacniającej w procesie przewodzenia ciepła i powstawaniem lokalnych ścieżek przewodzenia.



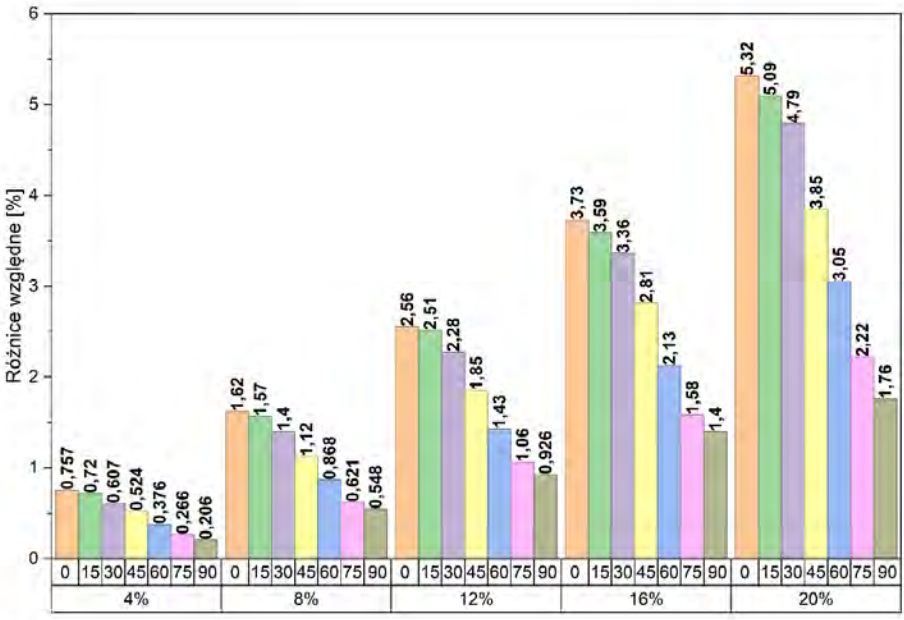
Rys. 6. Przewodność cieplna dla różnych stopni wypełnienia w funkcji kąta odchylenia dla modelu izotropowego (po lewej) oraz anizotropowego (po prawej). Źródło: opracowanie własne

Na rys. 7. przedstawiono wyniki obliczeń dyfuzyjności cieplnej w funkcji kąta odchylenia inkluzji. Po lewej stronie zestawiono wyniki uzyskane dla wariantu izotropowego, a po prawej dla wariantu anizotropowego. Podobnie jak w przypadku przewodności cieplnej, obserwuje się wzrost dyfuzyjności wraz ze zwiększeniem kąta orientacji inkluzji oraz udziału fazy wypełniającej. Oznacza to, że ukierunkowanie inkluzji wzdłuż głównego kierunku przepływu ciepła sprzyja szybszemu rozchodzeniu się okresowego zaburzenia temperaturowego w materiale. Efekt ten jest szczególnie wyraźny w wariancie anizotropowym, w którym przewodność wzdłużna inkluzji węglowych w większym stopniu uczestniczy w transporcie ciepła. Dodatkowo, przy większych kątach orientacji inkluzji, ich przewodzący kierunek podłużny jest coraz lepiej zgodny z kierunkiem propagacji fali cieplnej. W takiej konfiguracji nawet niewielkie różnice geometryczne pomiędzy populacjami mogą istotnie wpływać na szybkość przenoszenia sygnału temperaturowego. Z tego względu wzrost rozrzutu wyników należy traktować jako konsekwencję większej wrażliwości metody niestacjonarnej na lokalną mikrostrukturę, a nie jako efekt niestabilności obliczeń.

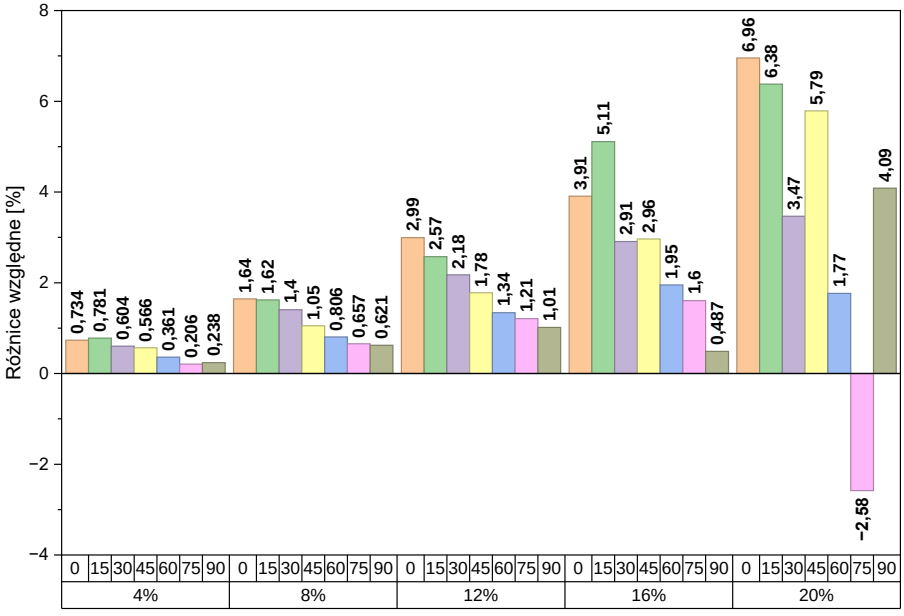


Rys. 7. Dyfuzyjność cieplna wypadkowa dla różnych stopni wypełnienia w funkcji kąta odchylenia dla modelu izotropowego (po lewej) oraz anizotropowego (po prawej). Źródło: opracowanie własne

Na rys. 8. i rys. 9. Przedstawiono kolejno względne różnice przewodności cieplnej i dyfuzyjności cieplnej obliczone między modelem izotropowym a anizotropowym. Maksymalna różnica występuje przy maksymalnym udziale wzmocnienia oraz kącie poprzecznym.

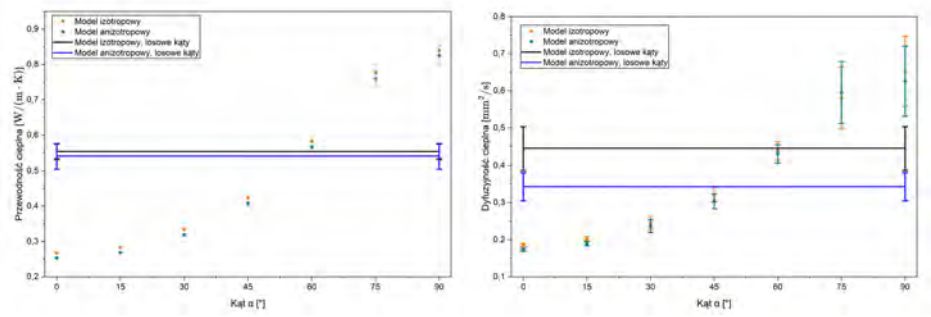


Rys. 8. Różnice przewodności cieplnej obliczone między modelem izotropowym a anizotropowym.
Źródło: opracowanie własne



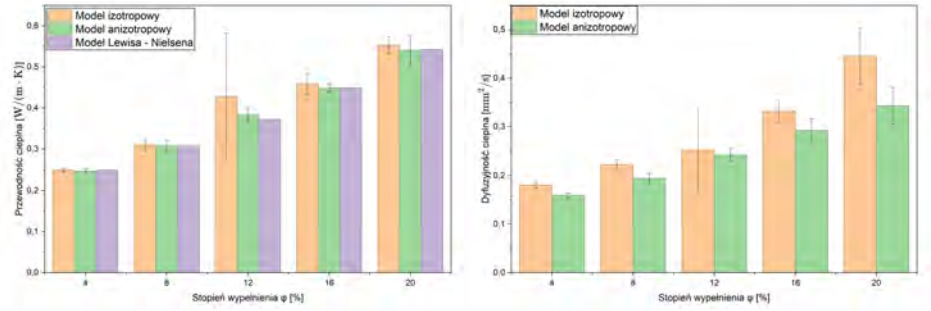
Rys. 9. Różnice dyfuzyjności cieplnej obliczone między modelem izotropowym a anizotropowym.
Źródło: opracowanie własne

Na rys. 10 przedstawiono zarówno wyniki uzyskane dla ustalonych kątów orientacji inkluzji, jak i dla wariantu, w którym kąty odchylenia były losowe dla stopnia wypełnienia φ = 20%. Tak jak w poprzednich analizach, zauważalny jest istotnie większy rozrzut wyników w przypadku obliczeń niestacjonarnych. Wskazuje to na dużą wrażliwość metody na lokalną intensyfikację strumienia ciepła. Wysoki udział fazy wypełniającej powoduje, że nawet niewielkie różnice w rozmieszczeniu i orientacji inkluzji pomiędzy poszczególnymi populacjami prowadzą do zauważalnych zmian odpowiedzi temperaturowej.



Rys. 10. Porównanie wyznaczonych wartości przewodności cieplnej (po lewej) oraz dyfuzyjności cieplnej (po prawej) dla φ = 20% oraz ustalonych oraz losowych kątów odchylenia dla obydwu wariantów materiałowych. Źródło: opracowanie własne

Na rys. 11. zobrazowano wyniki obliczeń dla wariantu o losowych kątach ułożenia. Wyniki obliczeń dla przewodności zestawiono z modelem analitycznym Lewisa – Nielsena. Uzyskano dużą zgodność wyników przewodności z tym modelem - różnica względna nie przekracza 3%. Warto zwrócić uwagę na rozrzut wyników dla φ = 12%, gdzie w kilku populacjach musiało dojść do utworzenia częściowych ścieżek przewodzących. Dla wyników dyfuzyjności cieplnej największa różnica względna wyniosła 15,1% dla φ = 20%.



Rys. 11. Wyniki obliczeń dla wariantu o losowych kątach odchylenia. Wyniki przewodności cieplnej zestawiono z wynikami przewidywanymi modelem Lewisa – Nielsena. Źródło: opracowanie własne

Podsumowanie

Przeprowadzone analizy wskazują, że zarówno wypadkowa przewodność cieplna, jak i dyfuzyjność cieplna kompozytu są silnie uzależnione od udziału fazy wypełniającej, orientacji inkluzji oraz przyjętego

wariantu materiałowego. W zakresie wpływu udziału wniosek jest oczywisty. Ale istotnych spostrzeżeń dostarcza dokładniejsze porównanie wyników w kontekście losowości cech struktury oraz porównania warunków: stacjonarnej i niestacjonarnej wymiany ciepła. Przy modelowaniu nieustalonego przewodzenia ciepła zanotowano większy rozrzut wyników w porównaniu z obliczeniami stacjonarnymi. Oznacza to, że odpowiedź dynamiczna kompozytu jest bardziej podatna na lokalne różnice pomiędzy poszczególnymi populacjami mikrostrukturalnymi. Wysoki udział inkluzji powoduje, że niewielkie zmiany rozmieszczenia lub wzajemnego ich położenia mogą istotnie wpływać na sposób propagacji zaburzeń temperatury. W konsekwencji wartości dyfuzyjności cieplnej wykazują większą niepewność niż wartości przewodności cieplnej. Wyniki dla wariantów z losową orientacją inkluzji potwierdzają, że brak uporządkowania fazy wypełniającej prowadzi do odpowiedzi pośredniej względem konfiguracji o ustalonych kątach. Jednocześnie wariant losowy dobrze odzwierciedla charakter rzeczywistych kompozytów dyspersyjnych, w których pełna kontrola orientacji wypełnienia jest trudna do uzyskania.

Na szczególną uwagę zasługuje wpływ przyjmowanego wariantu materiałowego na wyznaczane wartości dyfuzyjności cieplnej. Różnice pomiędzy modelem izotropowym i anizotropowym są w tym przypadku bardziej wyraźne niż dla przewodności cieplnej. Oznacza to, że uproszczenie opisu materiałowego inkluzji może prowadzić do pominięcia istotnych efektów dynamicznych, szczególnie przy wysokim stopniu wypełnienia i korzystnej orientacji fazy dyspersyjnej.

W dalszych pracach warto rozważyć zbadanie wpływu rozmiaru komórki elementarnej, siatki numerycznej, ale również warto zwiększyć liczbę analizowanych populacji celem opracowania szeroko zakrojonej analizy statystycznej.

Niniejsza praca została sfinansowana przez Wojskową Akademię Techniczną (Warszawa, Polska) w ramach uczelnianego grantu badawczego nr UGB 531-000113-W200-22 pn. „Badania parametrów wielofazowych struktur dyspersyjnych do opracowania metodyki pomiarów i modelowania numerycznego zjawisk cieplno-przepływowych”. Projekt realizowano w Wydziale Mechatroniki, Uzbrojenia i Lotnictwa WAT w 2026 r.

Bibliografia

[1] Kwon, Y. J., Park, J. B., Jeon, Y. P., Hong, J. Y., Park, H. S., & Lee, J. U. (2021). A review of polymer composites based on carbon fillers for thermal management applications: Design, preparation, and properties. *Polymers, 13*(8), 1312.

[2] Zhang, Y., et al. (2019). Recent advanced thermal interfacial materials: A review of conducting mechanisms and parameters of carbon materials. *Carbon*.

[3] Czyżewski, J., Rybak, A., Gaska, K., Sekula, R., & Kapusta, C. (2020). Modelling of effective thermal conductivity of composites filled with core-shell fillers. *Materials*.

[4] Kochetov, R., Korobko, A. V., Andritsch, T., Morshuis, P. H. F., Picken, S. J., & Smit, J. J. (2011). Modelling of the thermal conductivity in polymer nanocomposites and the impact of the interface between filler and matrix. *Journal of Physics D: Applied Physics, 44*(39).

[5] Caradonna, A., Badini, C., Padovano, E., & Pietroluongo, M. (2019). Electrical and thermal conductivity of epoxy-carbon filler composites processed by calendaring. *Materials, 12*(9), 1522.

[6] Liu, B., Vu-Bac, N., Zhuang, X., Fu, X., & Rabczuk, T. (2022). Stochastic full-range multiscale modeling of thermal conductivity of polymeric carbon nanotubes composites: A machine learning approach. *Composite Structures, 289*, 115393.

[7] Pietrak, K., & Wiśniewski, T. (2014). A review of models for effective thermal conductivity of composite materials. *Journal of Power Technologies, 95*(1), 14–24.

[8] Lambrou, E., & Gergidis, L. N. (2024). A computational method for calculating the electrical and thermal conductivity of random composites. *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications, 642*, 129760.
[9] Fachinotti, V. D., et al. (2023). Automatic generation of high-fidelity representative volume elements for thermal conductivity homogenization. *Materials and Structures*.
[10] Marcos-Gómez, D., et al. (2010). Predicting the thermal conductivity of composite materials with imperfect interfaces. *Composites Science and Technology*.
[11] Dehghani, H., et al. (2024). Effective heat conductivity of composites with stochastic microstructure. *Composite Structures*.
[12] Ostoja-Starzewski, M. (2002). Microstructural randomness versus representative volume element in thermomechanics. *Journal of Applied Mechanics, 69*(1), 25–35.
[13] Viot, P., Tarjus, G., Ricci, S. M., & Talbot, J. (1992). Random sequential adsorption of anisotropic particles. I. Jamming limit and asymptotic behavior. *The Journal of Chemical Physics, 97*(7), 5212–5218.
[14] Kanit, T., Forest, S., Galliet, I., Mounoury, V., & Jeulin, D. (2003). Determination of the size of the representative volume element for random composites: Statistical and numerical approach. *International Journal of Solids and Structures, 40*(13–14), 3647–3679.
[15] Savvas, D., Stefanou, G., & Papadrakakis, M. (2016). Determination of RVE size for random composites with local volume fraction variation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 305*, 340–358.
[16] Han, Z., & Fina, A. (2011). Thermal conductivity of carbon nanotubes and their polymer nanocomposites: A review. *Progress in Polymer Science, 36*(7), 914–944.
[17] Miszczak, M., Świderski, W., & Panas, A. J. (2014). A novel, non-invasive method for the detection of combustion zone propagation in solid high energy materials by means of thermocouples and pyrolytic graphite. *Central European Journal of Energetic Materials, 11*(3), 417–431.
[18] Panas, A. J. (2012). IR support of thermophysical property investigation: Study of medical and advanced technology materials. In R. V. Prakash (Ed.), *Infrared thermography* (pp. 65–90).
[19] Radomski, B., & Mróz, T. (2018). Application of Poensgen apparatus for determining the thermal conductivity of reflective insulations. *E3S Web of Conferences*.
[20] Ångström, A. J. (1861). Neue Methode, das Wärmeleitungsvermögen der Körper zu bestimmen. *Annalen der Physik und Chemie, 114*, 513–530.
[21] Panas, A., Szczepaniak, R., Nowakowski, M., et al. (2012). Badania dyfuzyjności cieplnej wody metodą wymuszenia okresowego. *Problems of Mechatronics Armament Aviation Safety Engineering, 3*(3), 85–98.
[22] Lewis, T. B., & Nielsen, L. E. (1970). Dynamic mechanical properties of particulate-filled composites. *Journal of Applied Polymer Science, 14*(6), 1449–1471.
[23] Pal, R. (2008). On the Lewis–Nielsen model for thermal/electrical conductivity of composites. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing, 39*(5), 718–726.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_18

The effect of directionality of macroscopic structure of contacting surfaces on thermal contact conductance of metallic joints

TOMASZ S. WIŚNIEWSKI

Politechnika Warszawska, Instytut Techniki Cieplnej
00-665 Warszawa, ul. Nowowiejska 21/25
e-mail: tomasz.wisniewski@pw.edu.pl

Słowa kluczowe: Thermal contact conductance, directionality, metallic joint, surface macroscopic structure

This paper is devoted to experimental study of thermal contact conductance (TCC) of joints created by nominally flat metallic surfaces with directional macroscopic structure. The measurements were performed for pairs of samples made of mild steel and austenitic stainless steel in vacuum and in air. Apparent contact pressure at the interface was increased to 19 MPa. The contacting surfaces were machined with ball milling, obtaining parallel grooves with a pitch from 0.15 to 0.7 mm and a depth from 1.7 to 16 µm. The samples were brought into contact at different angles between the grooves. The measurements showed that, for small values of pitch and depth of grooves, the parallel arrangement of grooves achieved greater TCC than the perpendicular arrangement, particularly for bigger mechanical load and the presence of air. Larger grooves resulted in lower TCC. The lowest values of TCC were obtained for a 3° angle between the grooves of both contacting pairs of surfaces. The results indicated the possibility of heat transfer control through changing the arrangement of surfaces with directionality of their macroscopic structure.

1. Introduction

Thermal contact resistance takes place during heat flow across real joints of solids and it is observed as a temperature drop at the interface that is proportional to heat flux. The main reason for this phenomenon is the imperfect contact of surfaces due to their roughness. It should be noted that the actual contact area is usually less than 2% of the nominal contact area. Thermal contact conductance (TCC) as a reciprocal of thermal contact resistance is typically used in practice.

Thermal contact resistance plays an important role in many applications where heat flows through joints of different components, for example in electronics, power engineering machinery and devices (like heat exchangers), nuclear engineering and IC engines. The problem of this resistance exists in temperature or thermal properties measurements, since it may lead to considerable errors in results. Usually, thermal contact resistance is minimized to avoid an undesired temperature drop at the interface and/or excessive temperatures of components. In some cases, it may lead to undesired thermal stresses and expansion, affecting the performance and durability of a device. However, in some cases contact resistance is intentionally used to inhibit heat transfer by conduction. Certain constructional solutions make it possible to control heat flux through a given joint.

Real engineering surfaces are usually not perfectly flat or cylindrical. They often have macroscopic nonuniformities, like waviness or flatness deviations or shape errors. Therefore, real contact of surfaces can take place on a smaller area with bigger actual contact pressure.

Thermal contact resistance has been intensively investigated for over 50 years [5, 6, 7, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15]. While most theoretical and experimental research has concentrated on heat flow

through stationary contact of conforming rough surfaces, thermal contact resistance of nonconforming rough surfaces has been investigated as well [1, 2, 3, 16, 17]. Relatively little attention has been paid to surfaces with periodic macroscopic structure obtained through machining [4, 10]. Marchand and al. [10] investigated thermal contact resistance of the interface between one smooth surface (R_a = 0.01 μm) and another with 2D triangular asperities. Two geometries were studied; one of height 0.4 mm and periodicity (pitch) of 2.19 mm and the other of height 0.2 mm and periodicity of 1.09 mm. Both experimental measurements and numerical simulations were performed. This research was motivated by need for accurate modeling of heat transfer in the forging process. Baïri and Laraqi [4] investigated heat transfer across the interface obtained by machining in a lathe. The macro-contact had a spiral shape, but it was simulated by multiple concentric circular annular contacts. The authors developed an analytical solution of this problem. They found that constriction resistance was greatest in the center and decreased from the center of cylinder and became approximately constant after the first third of contact points.

Kumar and Ramamurthi [17] investigated theoretically and experimentally the influence of flatness and waviness of rough surfaces on TCC. They concluded that surface waviness has stronger influence on TCC compared to flatness deviation. Deviation in flatness less than about 10 times the surface roughness and waviness less than about 4 times the surface roughness do not strongly influence the TCC.

2. Heat transfer across the interface of contacting solids

Heat transfer across the interface of contacting solids occurs by conduction through contacting spots (of area A_c) and a medium filling the gap and by radiation, provided the medium in the gap (of area A_g) is transparent to it [6, 9, 14, 16]. Convection does not take place due to the very small size of the gaps and accordingly very low Rayleigh numbers. The actual contact area A_c is much smaller than the nominal contact area A_a (usually it is less than 2%), so it can be assumed that $A_g \approx A_a$. Therefore, the total heat flux across the joint in the general case can be expressed in the form:

$$q_j = q_c + q_g + q_r \tag{1}$$

Radiation heat transfer should be taken into account for interface temperatures higher than 300°C [9, 12]. Therefore, usually only conduction through the contacting spots and the gas filling the gap is considered.

The thermal contact conductance of a joint is defined as the ratio of heat flux transferred through the joint to the temperature drop at the interface:

$$h_j = \frac{q_j}{T_{s1} - T_{s2}} \tag{2}$$

Therefore, *solid spot contact conductance* h_c and *gap conductance* h_g can be defined respectively:

$$h_c = \frac{q_c}{T_{s1} - T_{s2}}; \quad h_g = \frac{q_g}{T_{s1} - T_{s2}} \tag{3}$$

and

$$h_j = h_c + h_g \tag{4}$$

3. Impact of various factors on thermal contact conductance

The thermal contact resistance of a stationary joint depends mainly on the mechanical and thermal properties of materials, the micro- and macro-geometry of surfaces, mechanical load and its history, properties of the interstitial medium, mean temperature of the contact interface and possible coatings (like soft galvanic layers) on the contacting surfaces and their properties.

Macro- and microgeometry of contacting surfaces determine the actual contact area and gap thickness. Increasing contact pressure causes elastic and plastic deformation of the asperities, dependent on the mechanical properties of the materials and particularly the microhardness of the surfaces. This causes an increase in the actual contact area and a decrease in gap thickness.

The influence of the factors listed above is interdependent: thermal contact resistance is a very complex phenomenon, making it problematic to predict its value for a given joint. It requires a reliable description of surface microgeometry, a good surface deformation model and a suitable heat transfer model. There is no versatile correlation available that takes all the listed factors into account and enables precise prediction of TCC of any joint.

Surface microgeometry is usually described with use of the following parameters:

- *roughness average – arithmetical mean deviation of asperity height* R_a (centerline-average roughness, CLA roughness),
- *root mean square (r.m.s.) deviation of asperity height* σ *(r.m.s. roughness),*
- *absolute average asperity slope m,*
- *r.m.s. asperity slope* σ' (also denoted as *m'*),
- *r.m.s. curvature* of the asperity σ'',

For Gaussian surfaces, i.e., surfaces with isotropic, randomly distributed asperities, $\sigma' \approx 1.25\ m$ and $\sigma = 1.25\ R_a$ [13].

For contacting surfaces having different roughness *effective (equivalent) r.m.s roughness* and the *effective (equivalent) asperity slope* usually appear in correlations for thermal contact conductance of a joint:

$$\sigma_{ef} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}; \quad m_{ef} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2} \tag{11}$$

The experimental results for solid spot contact conductance h_c (i.e. TCC in vacuum) are usually presented in dimensionless form [8, 11]:

$$\frac{\sigma_{ef} \cdot h_c}{m_{ef} \cdot k_{ef}} = C \left(\frac{P}{H_c}\right)^n \tag{22}$$

assuming plastic model of deformation proposed by Cooper et al. [4] (C = 1.25, n = 0.95) or the elastic model proposed by Mikic [11] (C = 1.55, n = 0.94). P denotes apparent contact pressure and H_c denotes Vickers microhardness. Lower value of n (in the range from 0.3 to 0.95) is interpreted as the presence of waviness of contacting surfaces.

The roughness of the contacting interfaces is one of the main factor determining the TCC of a joint. Contacting surfaces may be nonconforming and possess some waviness, or errors of shape. It can be the source of considerable thermal resistance caused by big gaps and a small number of contacting spots. Such cases are described in detail in [14] and [17].

Kumar and Ramamurthi [17] described deviation in flatness with parameter d_f (maximum of the gap between surfaces) and waviness with waviness spacing length l and average waviness height w_a. They proposed to consider the total thermal resistance (constriction resistance) of the joint as a sum of resistances due to roughness (thermal contact resistance), waviness and flatness deviation.

4. The purpose of this study

The purpose of this study was to preliminarily examine the impact of size and arrangement of directional macroscopic structure of contacting surfaces (in the form of grooves of different pitch and depth) on thermal contact conductance of the joint and therefore the possibility of heat transfer control.

5. Experimental

5.1. Experimental stand

The experimental stand used in the study (Fig. 1) enables thermal contact conductance measurements in air and vacuum to be made using cylindrical samples of 20 mm diameter and 45–50 mm length (1 and 2). The samples are situated vertically between the electric heater (3) and the water cooler (4) with side surfaces protected with insulation (5) and guard heaters (6) to minimize side heat losses.

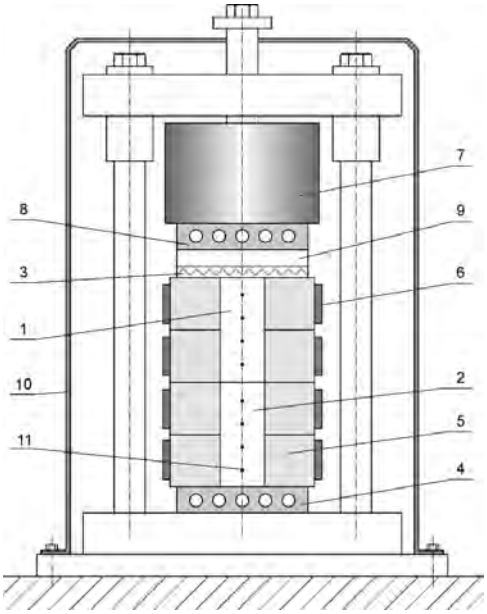


Fig. 1. Diagram of the main elements of the experimental stand

A CL-14 force transducer (7) is placed above the heater and protected from elevated temperatures by ceramic insulation (8) and a special water cooler (9). All these elements are enclosed in

a cylindrical steel chamber (10) that is connected to a vacuum pump. Appropriate seals and materials (such as special thermal insulation) together with a vacuum pump achieved a pressure of $1.2 \cdot 10^{-2}$ Torr (0.16 Pa). The temperature distribution in the samples and temperatures beneath the guard heaters were measured using type K sheath thermocouples of 0.5 mm outer diameter (11) and a National Instruments data acquisition system. The mechanical load was applied by means of a screw compressing the measuring stack and measured with the CL-14 force transducer connected to a strain gauge bridge.

5.2. The samples

The samples used in the measurements were made of C45 mild (medium carbon) steel (equivalent to AISI 1045) and 1H18N9T austenitic stainless steel (equivalent to AISI 321). Thermal conductivity as a function of temperature was determined for both kinds of steel, using fragments of the same rods from which the samples were made.

The samples were cylindrical in shape, with a diameter of 20 mm and length of 45 mm. The planes normal to the axis were made with a wire-cut EDM (Electrical Discharge Machining) programmable machine. This method of machining resulted in flat and conforming contacting planes. Then, grooves with a pitch from 0.15 to 0.7 mm and a depth from 1.7 to 16 μm were made on contacting surfaces with a programmable ball milling machine.

A Veeco optical profilometer was used to measure the microgeometry of contacting surfaces. Three-dimensional images of a surface with dimensions 3x3 mm were digitally registered, enabling automatic calculation of all parameters characterizing the measured surface. The surfaces (in the grooves and between them) were characterized by r.m.s. roughness σ = 0.96 - 1.13 μm. Pairs of samples with identically processed surfaces were used in the tests.

Fast hole drilling (EDM) was used to produce holes for 0.5 mm sheath thermocouples (4 thermocouples in each sample). The diameter of the holes was 0.52-0.53 mm. They were filled with Arctic Silver 5 thermal paste. The measuring junctions of the K-type sheath thermocouples were located in the axes of the samples.

5.3. Measurement procedure

The measurements for a given mechanical load, i.e., apparent contact pressure, were performed first in air and then in a vacuum. The mechanical load was then increased and the sequence repeated. The measurements were conducted once for the given load and environment. This procedure avoided the TCC value being impacted by the load history.

Apparent contact pressure varied from 0.25 to 11 or 19 MPa for measurements in air and from 1.5 MPa to 11 or 19 MPa in the case of a vacuum in the chamber. The temperatures of the heater and the cooler were maintained at the same level: 120°C and 20°C respectively, Therefore the average temperature at the contact interface was approximately 70°C. The measurements were time-consuming due to the necessity of reaching steady state, reduction of the side heat losses and the need to achieve the desired vacuum level.

The pairs of samples were brought into contact with each other with different mutual orientations of the grooves.

5.4. Experimental results

The experimental results are presented in the form of graphs of the thermal contact conductance of a joint vs. apparent contact pressure for measurements conducted in air and vacuum.

In the case of samples made of mild steel and grooves with a depth of 1.7 µm and a pitch of 0.15 mm (Fig. 2), the parallel arrangement of the grooves, compared to the perpendicular one, resulted in a greater TCC in air – over the entire load range, while in vacuum – above pressures of approx. 11 MPa. The TCC changed in vacuum from 1610 to 21000 W/(m^2·K) for in the perpendicular arrangement and from 1560 to 25000 W/(m^2·K) for in the parallel arrangement and changed in air from 7000 to 33000 W/(m^2·K) for the perpendicular arrangement and from 8000 to 41000 W/(m^2·K) for the parallel arrangement, with a change of load from 1.5 to 19 MPa. The parallel arrangement enabled a greater decrease in gap width than the perpendicular arrangement, particularly for bigger loads, and it resulted in greater TCC in air. It was noted that there were quite large values of solid spot contact conductance (TCC in vacuum) and thermal contact conductance of a joint (TCC in air). This proves that the actual contact area was relatively large, despite the presence of grooves.

The increase in the depth of the grooves to 10 µm and the pitch to 0.26 mm (Fig. 3) resulted in a decrease in the value of TCC in air – almost across the entire range of load, while in vacuum TCC increased for low loads and decreased for high pressures – compared with the previous case. The contact conductance changed in vacuum from 2250 to 20000 W/(m^2·K) for the perpendicular arrangement and from 2780 to 22000 W/(m^2·K) for the parallel arrangement and changed in air from 6700 to 27500 W/(m^2·K) for the perpendicular arrangement and from 7700 to 37000 W/(m^2·K) for the parallel arrangement, at pressure increasing from 1.5 to 19 MPa. Again, the parallel arrangement of grooves resulted in higher thermal conductance particularly for bigger loads, as in the previous case.

In the case of samples made of stainless steel and grooves with a depth of 8.5 µm and a pitch of 0.45 mm (Fig. 4) the TCC changed in vacuum from 500 to 5200 W/(m^2·K) for the perpendicular arrangement and from 400 to 7600 W/(m^2·K) for the parallel arrangement and changed in air from 5000 to 16500 W/(m^2·K) for the perpendicular arrangement and from 3500 to 17000 W/(m^2·K) for the parallel arrangement, with a change of load from 1.5 to 19 MPa. The parallel arrangement resulted in bigger TCC in vacuum and air for loads over 16 MPa, as the actual contact area increased and the gap width decreased.

Grooves with a depth of 16 µm and a 0.7 mm pitch, machined on the surface of samples made of stainless steel, caused that both TCC with the perpendicular arrangement and the arrangement at an angle of 3° reached quite low values (Fig. 5). In this case the lowest TCC was obtained at angle 3° due to the surfaces having the smallest number of contact points. TCC changed in vacuum from 1960 to 6400 W/(m^2·K) with the perpendicular arrangement and from 460 to 2300 W/(m^2·K) with the arrangement at an angle of 3° and in air from 4460 to 13000 W/(m^2·K) with the perpendicular arrangement and from 2300 to 5900 W/(m^2·K) with the arrangement at an angle of 3°, with a change of pressure from 1.5 to 19 MPa. The perpendicular arrangement of these grooves resulted in a bigger TCC in air and a lower one in vacuum compared to the previous case of smaller grooves. This proves that the actual contact area was bigger in the last case, but the greater depth of the grooves (bigger gaps) caused the TCC of the joint to be lower.

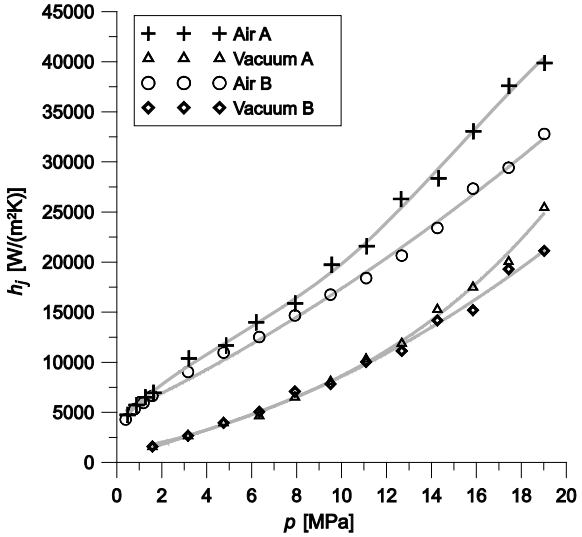


Fig. 2. Thermal contact conductance of a joint vs. apparent contact pressure for samples made of mild steel; grooves with a pitch of 0.15 mm and a depth of 1.7 µm. A - parallel arrangement of grooves, B - perpendicular arrangement of grooves

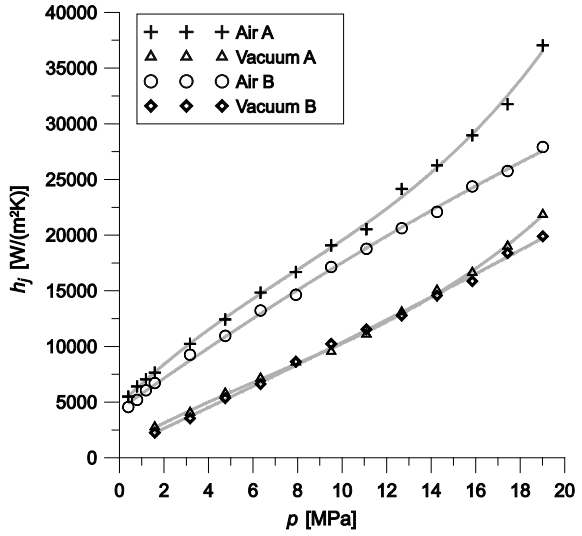


Fig. 3. Thermal contact conductance of a joint vs. apparent contact pressure for samples made of mild steel; grooves with a pitch of 0.26 mm and a depth of 10 µm. A - parallel arrangement of grooves, B - perpendicular arrangement of grooves

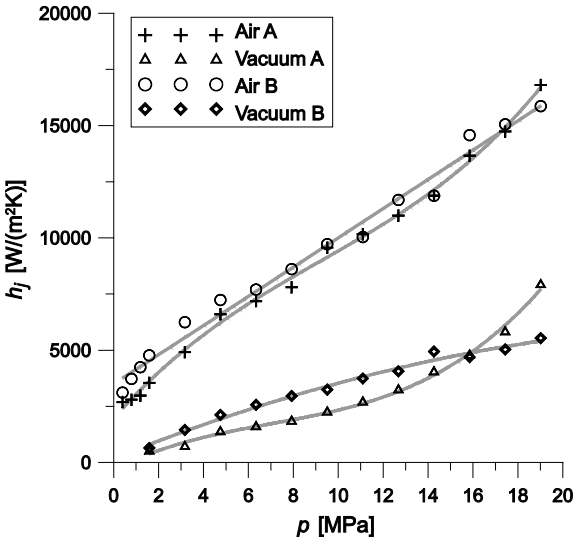


Fig. 4. Thermal contact conductance of a joint vs. apparent contact pressure for samples made of stainless steel; grooves with a pitch of 0.45 mm and a depth of 8.5 µm. A - parallel arrangement of grooves, B - perpendicular arrangement of grooves

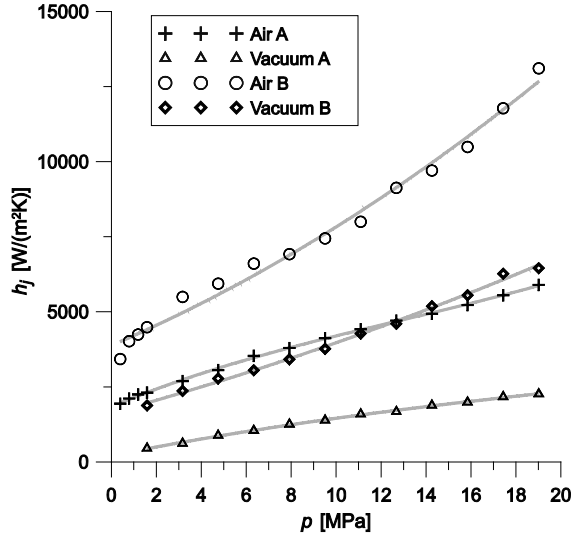


Fig. 5. Thermal contact conductance of a joint vs. apparent contact pressure for samples made of stainless steel; grooves with a pitch of 0.7 mm and a depth of 16 µm. A – grooves at an angle 3°, B - perpendicular arrangement of grooves

Accuracy analysis showed that relative error σh/h (ratio of mean square deviation to measured value) varied from 3.1 to 19% for measurements performed for mild steel and 3.2 to 13% for measurements for austenitic stainless steel. The lower values refer to the lowest conductance, where the temperature drop at the contact interface reached 25-40°C. In the case of the highest thermal contact conductance values the heat flux was bigger, but the temperature drop was of an order of 1°C.

6. Conclusions

The results of this preliminary experimental study showed that for small values of pitch and depth of grooves the arrangement of the contacting surfaces did not affect TCC, which reached relatively high values. Bigger grooves resulted in lower TCC. The lowest values of TCC were obtained for an angle of 3° between grooves of contacting surfaces. The results indicated the possibility of heat transfer control through changing the arrangement of surfaces with directionality of their macrostructure. The TCC was changed from 2 to 4 times due to change of grooves arrangement. Further, systematic investigation of this issue is required, taking into account various machining of the contacting surfaces.

Nomenclature

A_a - apparent contact area [m^2]
A_c - area of contacting spots [m^2]
A_g - interface gap area [m^2]
H_c - Vickers microhardness [N/m^2]
h_c - solid spot contact conductance [$W/(m^2 \cdot K)$]
h_g - gap conductance [$W/(m^2 \cdot K)$]
h_j - thermal contact conductance of a joint [$W/(m^2 \cdot K)$]
m - absolute average asperity slope
m_{ef} - effective (equivalent) asperity slope
p – apparent contact pressure [N/m^2]
q_c - heat flux through contacting spots [W/m^2]
q_g - heat flux through gap [W/m^2]
q_j - heat flux through joint [W/m^2]
q_r - radiative heat flux through gap [W/m^2]
R_a - roughness average – arithmetical mean deviation of asperity height [m]
σ- root mean square (r.m.s.) deviation of asperity height [m]
σ_{ef} - effective (equivalent) r.m.s roughness [m]
σ' - the r.m.s. asperity slope
σ'' - the r.m.s. curvature of the asperity [m^{-1}]

References

1. Bahrami M., Culham J.R., Yovanovich M.M., Shneider G.E., Thermal contact resistance of nonconforming rough surfaces. Part 1: Contact mechanics model. *J. Thermophysics & Heat Transfer*, 2004, vol. 18, pp. 209-217.

2. Bahrami M., Culham J.R., Yovanovich M.M., Shneider G.E., Thermal contact resistance of nonconforming rough surfaces, Part 2: Thermal model, *J. Thermophysics & Heat Transfer*, 2004, vol. 8, pp. 218-227.

3. Bahrami M., Culham J.R., Yovanovich M.M., Shneider G.E., Review of thermal joint resistance models for nonconforming rough surfaces, *Applied Mechanics Reviews*, 2006, vol. 59, pp. 1-11.

4. Baïri A., Laraqi N., Heat transfer across a solid-solid interface obtained by machining in a lathe, *J. Materials Processing Technology*, 2005, vol. 169, pp. 89-93

5. Cooper M.G., Mikić B.B., Yovanovich M.M., Thermal contact conductance, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 1969, vol. 12, pp. 279-300.
6. Furmański P., Wiśniewski T.S., Banaszek J., *Thermal contact resistance and other thermal phenomena at solid-solid interface*, 2nd ed., ITC PW, Warsaw, Poland, 2008.
7. Greenwood J.A., Williamson J.B.P., Contact of two nominally flat rough surfaces, *Proc. Royal Society London*, 1966, vol. A295, pp. 299-319.
8. Lambert M.A., Fletcher L.S., Review of models for thermal contact conductance of metals, *J. Thermophysics & Heat Transfer*, 1997, vol. 12, pp. 374-381.
9. Madhusudana C.V., *Thermal Contact Conductance*, Springer International Publishing Switzerland, 2014.
10. Marchand A-S., Raynaud M., Laurent M., Chantrenne P., *Experimental determination of thermal contact resistance of controlled interface geometry*, *Procc. 11th IHTC*, 1998, vol. 4, pp. 33-38.
11. Mikić B.B., *Thermal contact conductance. Theoretical considerations*, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 1974, vol. 17, pp. 205-214.
12. Sridhar M.R., Yovanovich M.M., Review of elastic and plastic contact conductance models: comparison with experiment, *J. Thermophysics & Heat Transfer*, 1994, Vol. 8, pp. 633-640.
13. Williamson M., Majumdar A., Effect of surface deformations on contact conductance, *ASME J. Heat Transfer*, 1992, vol. 114, pp. 802-818.
14. Wiśniewski T.S.: Experimental study of contacting surfaces microgeometry and gas gap impact on thermal contact conductance of metallic joints, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, vol. 200, pp.1-11, No.123511. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123511
15. Sun D., You E., Zhang T., Xu J., Wang X., Ren X.: A review of thermal contact conductance research of conforming contact surfaces, *Int. Com. Heat Mass Transfer*, 2024, vol. 159, No. 108065.
16. Yovanovich M.M., Marotta E.E., Thermal spreading and contact resistance, In: *Heat Transfer Handbook*, A. Bejan, A.D. Kraus Eds., Wiley, New Jersey, 2003.
17. Kumar S.S., Ramamurthi K.: Influence of flatness and waviness of rough surfaces on surface contact conductance, *ASME J. Heat Transfer*, 2003, vol. 125, pp. 394-402.

Rozdział 5
Procesy przemian fazowych i rurki ciepła

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_19

Experimental Study of Stainless-Steel Porous Wicks for a Water-Charged Flat Loop Heat Pipe Evaporator Operating at Moderate Temperatures

PAWEŁ SZYMAŃSKI[1], DARIUSZ MIKIELEWICZ[1]

[1] Politechnika Gdańska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Okrętownictwa
ul. Narutowicza 11/12, 80-233 Gdańsk
[1] e-mail: pawel.szymanski@pg.edu.pl

Keywords: loop heat pipe, passive heat transfer, elevated temperatures, heat recovery

This study experimentally investigates the influence of porous wick microstructure on the thermal-hydraulic performance and operational stability of a water-charged flat Loop Heat Pipe (F-LHP) operating over a saturation-temperature range of 20–220 °C. Three sintered 316L stainless-steel wicks with nominal pore radii of 3 µm, 4 µm, and 6.5 µm were tested under identical evaporator geometry, loop layout, and boundary conditions in order to determine the effect of pore structure on capillary-driven liquid transport. The wick samples were characterized by porometry to determine pore-size distribution, porosity, permeability, and capillary properties. At the system level, the analysis included temperature distributions as a function of applied heat load, pressure-drop components within the loop, and mass flow rate estimated from an energy balance.

The results demonstrate a strong dependence of loop behaviour on wick pore size and confirm the classical permeability-capillarity trade-off. Increasing pore radius reduced hydraulic resistance inside the porous structure, but simultaneously lowered the maximum capillary pressure available to sustain liquid return. Conversely, smaller pores provided stronger capillary pumping, although at the expense of higher pressure losses across the wick. At the maximum applied heat load of 150 W, the maximum capillary pressure decreased from 23.70 kPa for the 3 µm wick to 19.13 kPa for the 4 µm wick and 11.42 kPa for the 6.5 µm wick, while the corresponding wick pressure drops were 16.23, 7.02, and 5.09 kPa, respectively. At the same operating point, the measured temperatures reached 209.27°C, 197.45°C, and 196.23°C for the 3 µm, 4 µm, and 6.5 µm wicks, respectively.

Stepwise increases in heat load produced corresponding increases in the temperatures measured at the evaporator, vapour line, liquid line, and compensation chamber, although the magnitude of the thermal response depended strongly on wick structure. The 3 µm wick exhibited the highest capillary pressure reserve but also the largest wick-related pressure drop, indicating that improved capillary pumping was accompanied by increased hydraulic resistance. The 4 µm wick showed intermediate behaviour, representing a compromise between capillary capability and permeability. The 6,5 µm wick provided the lowest pressure loss through the porous structure, but its substantially reduced capillary pressure limited the hydraulic operating margin at elevated heat loads.

Overall, the study shows that the thermal-hydraulic performance of the investigated water-charged F-LHP was governed not by permeability alone, but by the balance between capillary driving force and wick-induced flow resistance. The obtained results provide a quantitative basis for further optimisation of wick microstructure in flat Loop Heat Pipes intended for elevated-temperature operation.

Introduction

Loop Heat Pipes (LHPs) are passive two-phase heat transfer devices that transport heat by means of evaporation and condensation of a working fluid circulating in a closed loop. Owing to their high effective thermal conductivity, lack of moving parts, and reliable operation under varying orientation, they are considered attractive solutions for thermal management in aerospace, electronics cooling, and other applications requiring compact and robust heat transfer systems [1–3].

Particular interest has been directed toward F-LHPs, which can be directly integrated with planar heat sources such as power electronic components and semiconductor devices. In such systems, the porous wick plays a key role, since its microstructure determines both the capillary pumping capability and the hydraulic resistance of the returning liquid. As a result, wick design strongly affects temperature distribution, operating stability, and the maximum heat load that can be sustained by the loop [4–6].

Among the main wick parameters, pore radius is especially important because it controls the balance between capillary pressure and flow losses. Smaller pores generally provide higher capillary pressure, but at the cost of increased liquid-flow resistance, whereas larger pores reduce hydraulic resistance but may limit the available capillary driving force. Therefore, the thermal performance of an F-LHP depends on the compromise between these opposing effects [7–9].

In LHP systems intended for elevated-temperature operation, the thermal–hydraulic performance of the device is governed not only by the choice of working fluid, but also by the capillary structure responsible for liquid return to the evaporator. Therefore, the present study focuses on the experimental investigation of a F-LHP charged with water and operated over a saturation-temperature range of 20–220°C. The objective is to determine how the microstructure of sintered stainless-steel porous wicks affects the temperature response, pressure balance, and flow stability of the loop under progressively increasing heat load. Three sintered wick structures manufactured from 316L stainless steel, with nominal pore radii of 3 µm, 4 µm, and 6,5 µm, were examined in the same evaporator and loop configuration under identical boundary conditions in order to isolate the effect of pore size on capillary-driven liquid transport.

The investigated wick materials were characterized by porometry to determine pore-size distribution, total and effective porosity, permeability, and capillary characteristics. At the system level, the experimental analysis included measurements of temperature distributions as a function of applied heat load, pressure-drop components within the loop, and mass flow rate estimated from an energy balance using temperature-dependent latent heat.

By comparing wick structures with different characteristic pore radii, the study aims to quantify the permeability–capillarity trade-off that governs F-LHP operation at elevated temperatures. Particular attention is given to the reduction of available capillary head with increasing saturation temperature, the resulting narrowing of the stable operating envelope, and the onset of transport deterioration associated with insufficient capillary pumping. The results provide a reference dataset for water-charged flat LHPs operating near their upper practical temperature range and contribute to the design of improved wick architectures for high-performance passive thermal control applications.

The primary objective of this study is to experimentally quantify the influence of porous wick microstructure on the thermal–hydraulic performance and operating stability of a water-charged F-LHP operating near the upper limit of its practical temperature range. To achieve this, three sintered 316L stainless-steel wick structures with nominal pore radii of 3 µm, 4 µm, and 6,5 µm were systematically examined under identical geometric and thermal boundary conditions. The study therefore aims to characterize the investigated wick structures in terms of pore-size distribution,

porosity, permeability, and capillary capability; to evaluate the temperature response and pressure-drop distribution of the F-LHP as functions of applied heat load and saturation temperature; to determine the influence of wick pore size on hydraulic operating margin and thermal stability; to identify the conditions leading to capillary limitation and deterioration of continuous liquid transport; and to establish an experimental reference basis for future studies on optimized wick architectures and extended-temperature LHP operation. By isolating the influence of wick microstructure under otherwise identical fluid, geometric, and operating conditions, the present work enables a quantitative assessment of the role of pore-scale design in governing thermal stability, hydraulic performance, and heat transport capability at elevated temperatures. In this way, the results not only verify fundamental capillary transport behaviour under realistic operating conditions, but also provide a benchmark framework for future studies on alternative working fluids and advanced wick structures aimed at extending the operating range of flat LHP systems.

1. Wick analysis

The porous wick is the key functional element of a LHP, since its internal structure simultaneously controls the capillary driving force and the viscous losses associated with liquid return to the evaporator. Parameters such as pore radius, pore-size distribution, and the degree of pore interconnection directly affect meniscus formation, capillary pumping potential, and permeability, thereby determining the overall thermal–hydraulic behaviour of the device. To evaluate the influence of structural differences arising from wick design, three specially manufactured porous samples made of 316L stainless steel were selected for detailed analysis. The investigated wicks, produced by Tridelta Siperm GmbH with nominal pore radii of 3 µm, 4 µm, and 6,5 µm (hereafter denoted as R10, R14, and R20), were characterized in terms of pore-size distribution, total and effective porosity, permeability, bubble-point characteristics, and liquid-transport capability [10]. Photographs of the investigated wick structures are shown in Figure 1.



Fig 1. Photographs of the investigated wick samples: (a) R10 (bottom left); (b) R14 (bottom right); (c) R20 (top centre)

The structural characterization of the investigated porous inserts establishes the basis for linking wick morphology with the expected thermal–hydraulic behaviour of the F-LHP under different operating conditions. Since capillary pumping capability and liquid-flow resistance are both controlled by the internal pore network, a detailed analysis of pore accessibility and characteristic pore dimensions is essential for interpreting the observed system response.

1.1. Pore structure and porometric characterization

The internal pore architecture of the wick samples was evaluated by means of bubble-point and capillary flow porometry in order to identify the characteristic dimensions of the active flow passages and to determine the conditions associated with liquid meniscus displacement and first gas breakthrough. The principal results are presented in Figure 2 and Table 1 [10]. On the basis of the obtained data, the investigated materials can be separated into two distinct structural categories. Samples R10 and R14 exhibit very similar pore characteristics, with mean pore diameters of approximately 8,9 µm and narrow modal distributions centred in the range of about 3,6–3,8 µm. This indicates a relatively fine and compact pore network dominated by small interconnected passages, which is favourable for generating high capillary pressure. Their bubble-point diameters are also nearly identical, amounting to 17,0 µm for R10 and 17,6 µm for R14, suggesting comparable conditions for meniscus destabilisation and gas penetration into the largest accessible pores.

A markedly different pore structure was observed for sample R20. In this case, the pore-size distribution is significantly shifted toward larger values, with the mean pore diameter increasing to 15,1 µm, the mean-flow pore diameter to 12,4 µm, and the bubble-point diameter to 33,6 µm. Such a microstructure implies substantially lower hydraulic resistance to liquid flow, but at the cost of reduced capillary pumping potential. Because the capillary pressure generated in a porous wick is inversely related to the effective pore radius, the larger characteristic pores of R20 are expected to decrease the maximum available capillary head. From the perspective of LHP operation, this type of structure may support easier liquid transport at higher flow rates, yet it is inherently less advantageous under conditions where strong capillary suction is required to overcome increasing pressure losses and maintain stable liquid supply to the evaporator.

Overall, the porometry results indicate that R10 and R14 should provide stronger capillary performance, whereas R20 should offer higher permeability. This distinction forms the basis for further interpretation of the thermal and hydraulic behaviour observed during loop operation.

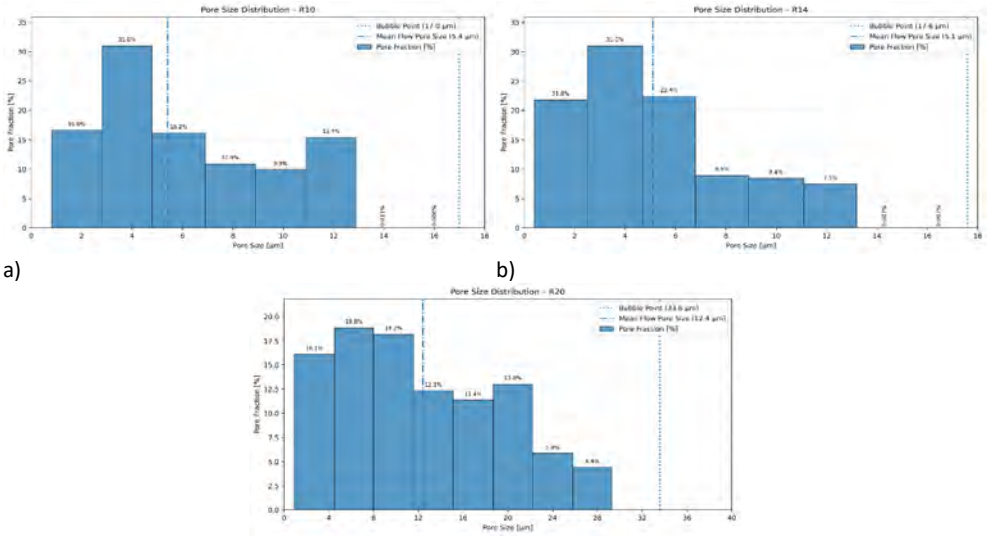


Fig. 2. Pore-size distributions determined by porometry for the investigated samples: (a) R10, (b) R14, and (c) R20 [10]

Tab. 1. Summary of the bubble-point porometry results for samples R10, R14, and R20 [10]

Parameter	Unit	R10	R14	R20
Bubble Point	(µm)	17,0	17,6	33,6
associated pressure	(mbar)	26,96	25,99	13,62
Mean Flow Pore Size	(µm)	5,4	5,1	12,4
associated pressure	(mbar)	85,34	89,60	36,81
Modal Pore Size	(µm)	3,8	3,6	6,3
Mean Pore Size	(µm)	6,4	6,1	15,1
Median Pore Size	(µm)	5,3	4,8	11,0
Standard Deviation	(µm)	3,7	3,8	8,1

1.2. Pore structure and porometric characterization

The pore-size distribution curves shown in Figure 2 confirm the clear structural differences between the investigated wick samples. R10 and R14 are characterized by narrower distributions dominated by smaller pores, which favours higher capillary pressure and more stable meniscus formation. This type of structure is advantageous under conditions requiring strong capillary pumping, particularly at elevated saturation temperatures and increased hydraulic resistance. In contrast, R20 exhibits a broader distribution shifted toward larger pore sizes, indicating higher permeability but lower capillary capability. As a result, although R20 may reduce flow resistance, its larger pores limit the maximum capillary pressure available to sustain stable liquid return under demanding operating conditions.

1.3. Physical properties, capillary characteristics, and material consistency of the investigated wicks

In addition to pore-size distribution, the overall functional behaviour of a porous wick in a F-LHP is strongly influenced by its bulk physical properties, in particular density, porosity, characteristic pore radius, and bubble-point pressure. These parameters jointly determine the balance between capillary pumping capability and hydraulic resistance, and therefore provide a useful basis for the preliminary assessment of wick suitability for elevated-temperature two-phase operation.
The measured physical and structural parameters of the investigated wick samples are summarised in Table 2. Although the three materials differ significantly in characteristic pore radius, their density and porosity ranges remain relatively close. The porosity values of all samples fall within approximately 33–42%, indicating that the principal difference between the investigated structures is not the total void fraction itself, but rather the characteristic size of the pores and the way the pore space is distributed within the porous matrix. This distinction is important, since in LHP operation it is the effective pore radius, rather than porosity alone, that primarily governs the maximum capillary pressure available for liquid return.

Tab. 2. Physical and pore-structure parameters of wicks R10, R14, and R20 [10]

Wick type	Density [g/cm³]	Porosity [%]	Porometer pore radius [µm]	Bubble-point pressure difference [kPa]
R10	4,9–5,3	33–38	3,0	2,535
R14	4,7–5,1	36–41	4,0	1,865
R20	4,6–5,0	37–42	6,5	1,475

The bubble-point pressure may be treated as an indicator of the pressure required for the first gas penetration through the largest accessible pore pathway. Its decrease from R10 to R20 is consistent with the increase in characteristic pore radius and directly reflects the decline in capillary retention

capability. This trend is in agreement with the classical Young–Laplace relation, according to which the maximum capillary pressure generated within a porous structure may be expressed as

$$\Delta P_{cap,max} = \frac{2\sigma\cos\theta}{\mathrm{r}_{eff}} \quad (1)$$

where σ is the surface tension of the working fluid, θ is the liquid–solid contact angle, and r_{eff} is the effective pore radius governing meniscus curvature. Under the assumption of similar wetting conditions for all three stainless-steel wick samples, the capillary pressure is inversely proportional to the characteristic pore radius. Consequently, the expected ranking of the wick structures in terms of capillary pumping capability is

$$\Delta P_{cap}(R10) > \Delta P_{cap}(R14) > \Delta P_{cap}(R20) \quad (2)$$

This ordering indicates that R10 should provide the strongest capillary driving force, followed by R14, whereas R20 should exhibit the lowest capillary pumping potential. Since capillary performance is one of the principal constraints in LHP operation at elevated temperatures, these differences are expected to have a direct impact on the hydraulic operating margin and on the onset of capillary limitation during experimental testing.

1.4. Temperature dependence of capillary pressure

The capillary pumping capability of a porous wick cannot be treated as a constant material property, since it depends not only on the pore structure but also on the thermophysical properties of the working fluid. In the present case, water was used as the working fluid, and its surface tension decreases progressively with increasing temperature. As a result, the maximum pressure that can be generated at the liquid–vapour interface inside the wick also decreases with temperature. This effect becomes especially important when the LHP operates near the upper boundary of the practical temperature range of water, where the available capillary head may become insufficient to compensate for increasing hydraulic losses in the loop.

To evaluate the capillary operating margin of the investigated wick structures under representative thermal conditions, the capillary pressure was estimated for several temperatures relevant to the present study. The calculations were performed using Eq. (1), with temperature-dependent values of water surface tension. The resulting capillary-pressure values are listed in Table 3.

Tab. 3 Calculated capillary pressure ΔP_{cap} for wicks R10, R14 and R20 at elevated temperatures.

Wick	Pore radius r_{eff} [µm]	$\Delta P_{cap@373K}$ [kPa]	$\Delta P_{cap@420K}$ [kPa]	$\Delta P_{cap@473K}$ [kPa]	$\Delta P_{cap@523K}$ [kPa]
R10	3,0	42,7	38,7	34,7	30,7
R14	4,0	32,0	29,0	26,0	23,0
R20	6,5	19,7	17,8	16,0	14,2

The results clearly show a monotonic decrease in capillary pressure with increasing temperature for all wick structures. This behaviour follows directly from the reduction of water surface tension and may be written in simplified form as

$$\Delta P(T)_{cap} = \frac{2\sigma(T)\cos\theta}{\mathrm{r}_{eff}} \quad (3)$$

indicating that even for a constant pore radius, the capillary pressure reserve diminishes as the operating temperature rises. From the viewpoint of LHP performance, this trend implies that wick operability should always be assessed over the full intended temperature range rather than at a single reference temperature.

Among the investigated structures, R10 retains the highest capillary pressure at all temperatures, while R20 consistently shows the lowest values. The relative separation between the samples remains substantial even at the highest analysed temperature, confirming that the smaller-pore structures preserve a larger hydraulic safety margin under demanding operating conditions. This finding is particularly relevant for the interpretation of the subsequent thermal–hydraulic experiments, since a lower capillary reserve increases the likelihood of flow instability, vapour penetration into the wick, and deterioration of continuous liquid return.

1.5. Porosity–permeability relationship and transport implications

Whereas capillary pressure is enhanced by smaller pores, liquid transport through the wick becomes increasingly hindered as the characteristic pore radius decreases. For this reason, the functional performance of a wick is governed by a classical compromise between capillary pumping capability and permeability. A finer porous structure may generate high suction pressure, but it also imposes larger viscous losses on the returning liquid. Conversely, a coarser porous structure facilitates flow but reduces the maximum capillary pressure available to sustain circulation.

The permeability of porous media is commonly related to porosity and pore size by the Kozeny–Carman expression:

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{180\,(1-\varepsilon)^2} \tag{4}$$

where K is permeability, ε is porosity, and d_{pd} is the characteristic pore diameter. Since the porosity values of the investigated wicks remain within a relatively narrow range, the dominant contribution to permeability differences is expected to arise from the characteristic pore dimension. Accordingly, the permeability ranking can be expressed qualitatively as:

$$K_{R20} > K_{R14} > K_{R10} \tag{5}$$

This trend indicates that R20 should be the most hydraulically open structure, allowing the lowest liquid-flow resistance through the porous matrix, whereas R10 should offer the greatest resistance to flow. When combined with the capillary-pressure ranking given by Eq. (2), the results reveal the expected transport trade-off: R10 and R14 are capillary-favourable but hydraulically more restrictive, while R20 is hydraulically favourable but capillary-limited.

In the context of flat LHP operation, this trade-off is of central importance. A wick with high permeability may perform well at moderate flow demand, but may fail to provide sufficient capillary head once the system pressure losses increase with temperature and heat load. On the other hand, a wick with high capillary pressure may better resist dry-out and transport instability, although at the expense of greater local pressure drop. Therefore, the final assessment of wick suitability cannot rely on a single structural parameter, but must be based on the overall thermal–hydraulic response of the complete loop.

Taken together, the material and structural characterization results demonstrate that the three investigated wick samples represent distinct functional design options within a common 316L stainless-steel material platform. R10 is characterised by the smallest pore radius and the highest

bubble-point pressure, which makes it the most favourable from the viewpoint of capillary pumping. R14 occupies an intermediate position, preserving relatively strong capillary capability while offering somewhat reduced flow resistance. R20, by contrast, is the most permeable structure but also the least capable of generating capillary pressure, which may limit its suitability under high-temperature or high-load conditions where the capillary margin becomes critical.

These observations establish the structural framework required for interpreting the subsequent experimental results of the F-LHP. In particular, they provide a physically consistent basis for understanding how pore-scale design affects temperature response, pressure balance, hydraulic stability, and the onset of capillary limitation during operation with water at elevated saturation temperatures.

2. Experimental design

To investigate the effect of porous wick microstructure on the thermal–hydraulic performance of the F-LHP, a dedicated experimental facility was developed. The test stand was designed specifically to enable interchangeable installation of porous stainless-steel wick samples while preserving identical loop geometry, boundary conditions, and operating procedure for each test campaign. In this way, the experimental comparison was limited to the influence of wick structure, so that differences in system response could be attributed directly to pore-scale characteristics rather than to modifications of the loop architecture.

Water was selected as the working fluid in order to establish a reference operating framework for a F-LHP near the upper limit of its practical temperature range. Because the intended operating temperatures exceed the normal atmospheric boiling point of water, the loop was equipped with a pressurisation system that allowed the saturation state inside the circuit to be shifted toward higher temperatures. This approach made it possible to examine the behaviour of the wick structure under conditions of progressively reduced capillary margin, increasing hydraulic losses, and growing susceptibility to vapour penetration and dry-out. Such conditions are particularly relevant for identifying the limiting mechanisms governing the performance envelope of water-charged LHPs.

The experimental loop consisted of five principal sections: (i) a flat evaporator containing the porous wick, (ii) a vapour transport line connecting the evaporator to the condenser, (iii) a tube-in-tube heat exchanger acting as the condenser, (iv) a liquid return line, and (v) a compensation chamber providing pressure regulation and stabilisation of the liquid–vapour interface. A schematic view of the rig layout is shown in Figure 3, the photograph of the rig is shown in Figure 4 and rendered drawing of evaporator is presented in Figure 5.

The evaporator housing was manufactured with a precision-machined cavity allowing the wick inserts to be mounted and removed without altering the internal geometry of the transport section. This solution ensured repeatable installation conditions for all tested samples and eliminated geometric bias between individual experimental runs. The condenser was cooled by a controlled water stream, which enabled stable heat rejection and adjustment of the condensation conditions during operation. The flow passages connecting the main loop sections were made of stainless-steel tubing in order to maintain mechanical robustness, chemical compatibility with the working fluid, and reproducible hydraulic conditions throughout the entire test matrix.

To extend the operating range of the loop beyond the saturation temperature of water, the system was connected to a nitrogen pressure tank. By increasing the internal pressure, the saturation temperature of the working fluid could be raised in a controlled manner, allowing experiments to be performed over the range relevant to the present study. The pressurisation system therefore played

a dual role: it enabled operation at elevated temperature and provided access to the regime in which capillary pumping becomes progressively weaker relative to loop pressure losses. This is the regime in which transport deterioration, vapour breakthrough, and eventual dry-out are expected to appear.
The loop was instrumented to monitor the temperature distribution, system pressure, and imposed thermal load during operation. Eight T-type thermocouples were installed at selected locations along the loop, including the evaporator, vapour line, liquid line, condenser region, and compensation chamber, in order to capture the thermal response of the system under changing operating conditions. The exact positions of the temperature sensors are indicated in Figure 3. All temperature signals were recorded using a PicoLog TC-08 high-resolution data acquisition unit.
System pressure was monitored using a Swagelok PTU-F-AG60-12AI pressure transducer with an operating range of 0–60 bar and an accuracy of ±0,5%. Continuous pressure measurement was essential for identifying variations in saturation conditions and for detecting hydraulic transitions associated with increasing thermal load, including the onset of capillary limitation and unstable flow behaviour.

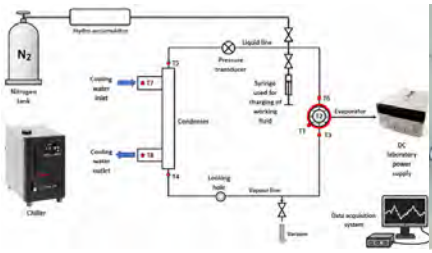


Fig. 3. Schematic of the experimental setup

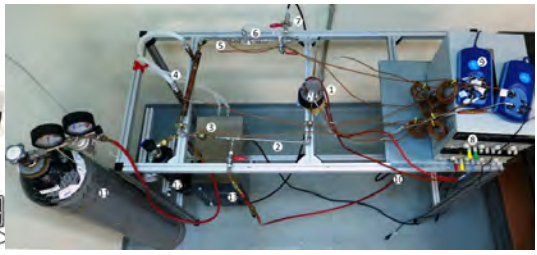


Fig. 4. Photograph of experimental setup for testing F-LHP. 1 – Evaporator, 2 – Vapour Line, 3 – Inspection window, 4 – Condenser, 5 – Liquid Line, 6 – Pressure Transducer, 7 – Charging Port, 8 – Laboratory DC Supplier, 9 – DAQ, 10 – Vacuum pump, 11 – Nitrogen Tank, 12 – Hydro Accumulator, 13 – Chiller



Fig. 5 Rendered drawing of evaporator

Heat was supplied to the evaporator by means of a variable DC power source. During each test, the applied heat load was increased stepwise from 0 to 150 W in increments of 10 W. After each power increase, the system was allowed to reach steady operation before data acquisition was initiated. A steady-state condition was defined as a temperature fluctuation not exceeding ±0,5 K over a minimum observation period of 3 min. This criterion was adopted to ensure that the recorded values represented the stabilized response of the loop rather than a transient adjustment to the new heat-load level.

Once the complete heating cycle had been completed for a given wick structure, the loop was depressurised, the evaporator was disassembled, and the next porous insert was mounted. The same operating sequence, instrumentation arrangement, and thermal boundary conditions were then repeated. This procedure ensured direct comparability among the three tested wick samples, designated R10, R14, and R20.

3. Results and discussion

The experimental results demonstrate that the wick pore structure has a direct impact on the thermal field inside the F-LHP and on the balance between available capillary pressure and hydraulic losses. The effect of wick geometry is particularly evident in the temperature evolution and in the pressure-balance plots, whereas the inferred mass flow rate remains comparatively similar for all three samples over the investigated heat-load range. This indicates that wick microstructure primarily affects the stability margin and temperature distribution of the loop rather than the overall magnitude of vapour generation alone.

3.1. Temperature response of the loop

The temperature histories obtained during stepwise power increase reveal clear differences in the thermal behaviour of the three wick structures. For all samples, the temperatures measured at the evaporator, vapour line, liquid line, and compensation chamber rise progressively with increasing heat input, reflecting the expected response of the loop to intensified evaporation and heat transport. However, the extent of thermal separation between the individual measurement points depends strongly on the porous structure of the wick.

For the 3 µm wick, the temperature increase remains smooth and ordered over the entire test sequence. The evaporator temperature is consistently the highest, while the temperatures in the vapour line, liquid line, and compensation chamber follow the same general trend with moderate separation. This behaviour indicates stable loop operation and effective coupling between evaporation, condensation, and liquid return. The temperature distribution of the system with the wick 3 µm presented in Figure 6a.

A similar but slightly more compressed temperature profile is observed for the 4 µm wick. The overall thermal response remains regular, and the differences between the measuring locations stay limited across most of the operating range. Compared with the 3 µm structure, this wick appears to preserve stable operation while exhibiting a somewhat lower capillary driving capability. The temperature distribution of the system with the wick 4 µm presented in Figure 6b.

The 6,5 µm wick shows the most pronounced thermal stratification. In this case, the evaporator temperature rises more strongly relative to the temperatures measured in the downstream loop sections, and the gap between the evaporator and the liquid-side locations becomes increasingly visible at higher heat loads. This behaviour suggests a less effective liquid supply to the evaporation front and a smaller hydraulic safety margin, even though the structure itself offers lower resistance to flow. The temperature distribution of the system with the wick 6,5 µm presented in Figure 6c.

Overall, the temperature plots indicate that the smaller-pore wicks maintain a more coherent thermal response, whereas the largest-pore structure operates with a visibly reduced degree of thermal uniformity. The results therefore suggest that the capillary strength of the wick is a dominant factor in preserving stable loop operation under elevated temperature operation.

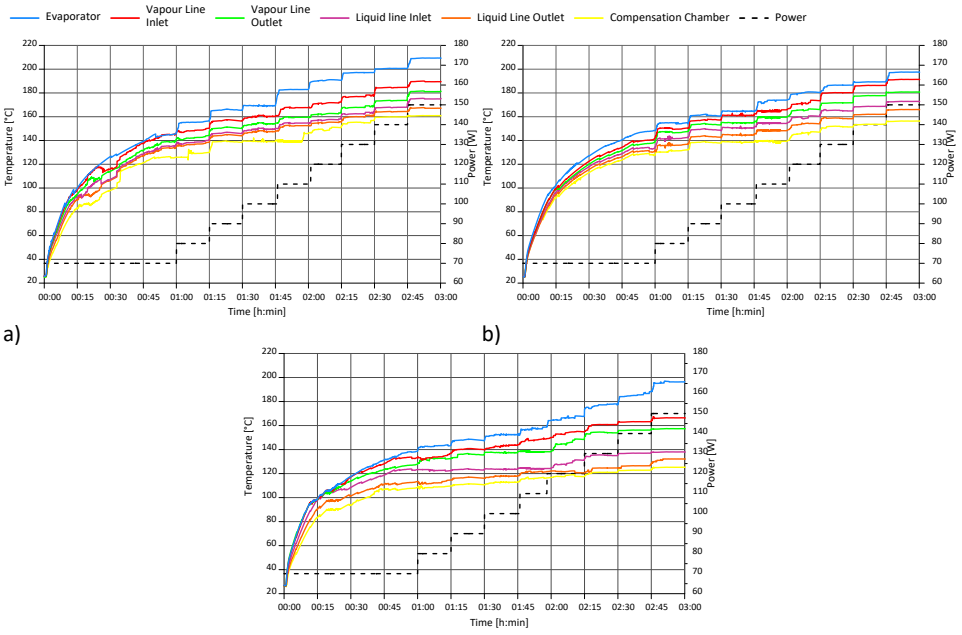


Fig. 6. Temperature distribution across the system with pressurized water to 6 bar and wick with pore radii: a) 3 µm, b) 4 µm c) 6,5 µm

3.2. Pressure-balance characteristics

The pressure-component plots provide further insight into the mechanisms responsible for the observed thermal behaviour. In all cases, the maximum available capillary pressure, $\Delta P_{cap,max}$, decreases as the test proceeds, which is consistent with the reduction in water surface tension at increasing saturation temperature. At the same time, the individual hydraulic losses evolve differently depending on the wick structure. Figure 7 provides insight into hydraulic resistance through the porous structures.

For the 3 µm wick, the highest capillary pressure is maintained throughout the investigated range. This structure also exhibits the largest pressure drop across the wick itself, ΔP_{wick}, which is expected for the finest pore network. Despite this penalty, the large capillary pressure reserve compensates for the increased local resistance, allowing the loop to remain thermally stable as the heat load rises. Additional pressure losses in the liquid line and condenser increase gradually with power, but they do not dominate the overall balance.

The 4 µm wick represents an intermediate case. Both the maximum capillary pressure and the wick-related pressure drop are lower than for the 3 µm structure, indicating a more balanced compromise between capillary pumping and flow resistance. The remaining pressure-drop components grow in a similar stepwise manner with increasing power, and the overall pressure balance remains comparatively well distributed over the operating range.

In contrast, the 6.5 µm wick is characterized by the lowest capillary pressure but also by the smallest wick pressure drop. This confirms that the larger pore structure facilitates liquid passage through the porous matrix. However, the reduction in hydraulic resistance is accompanied by a substantial loss

of capillary driving force. As a result, the large-pore wick operates with the narrowest capillary reserve, which is consistent with the stronger thermal separation observed in the temperature plots. In other words, the permeability advantage of this structure does not fully compensate for the lower pressure head available to sustain liquid return under elevated heat load.

The pressure-balance results confirm the classical permeability-capillarity trade-off. Decreasing pore size increases the resistance of the wick, but at the same time it enhances the capillary pressure available for liquid transport. Increasing pore size produces the opposite effect: flow resistance becomes smaller, but the capillary pumping capability is reduced.

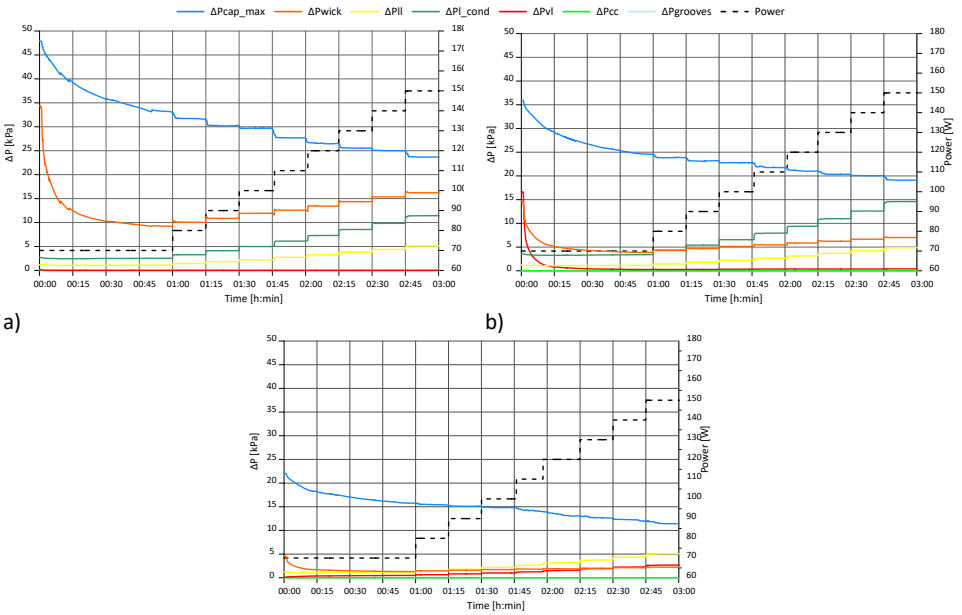


Fig. 7. Pressure drop with pressurized with pressurized water to 6 bar and wick with pore radii: a) 3 µm b) 4 µm c) 6,5 µm

3.3. Mass flow rate across the system

Figure 8 presents the inferred mass flow rate as a function of applied heat input, evaluated using the latent heat of vaporisation at the measured saturation temperature; for all three wick structures, the mass flow rate increases in an almost linear manner with increasing power. The mass flow rate In contrast to the temperature and pressure data, the differences between the samples remain relatively small over the investigated operating range. This indicates that the total mass of evaporated and transported working fluid is governed primarily by the supplied thermal load, while the effect of wick structure appears mainly through the internal distribution of temperature and pressure rather than through large differences in overall mass throughput.

At lower and intermediate heat loads, the three datasets are nearly superimposed, confirming that all wick structures are capable of sustaining comparable circulation rates under moderate operating conditions. At higher heat inputs, only a slight divergence becomes visible. The 6,5 µm wick shows marginally higher inferred mass-flow values, while the 4 µm wick remains slightly lower, with the 3 µm

structure occupying an intermediate position. These differences, however, are much smaller than those observed in the pressure-balance and temperature-distribution results.

This outcome is important for interpretation of the loop behaviour. The mass-flow plot alone might suggest only minor differences between the wick samples; however, when analysed together with the temperature histories and pressure-drop components, it becomes clear that the decisive distinction lies in the quality and stability of transport, not merely in the total quantity of circulating fluid. Thus, the smaller-pore wicks offer a more favourable operating margin even though the inferred mass-flow rates remain of similar order for all structures.

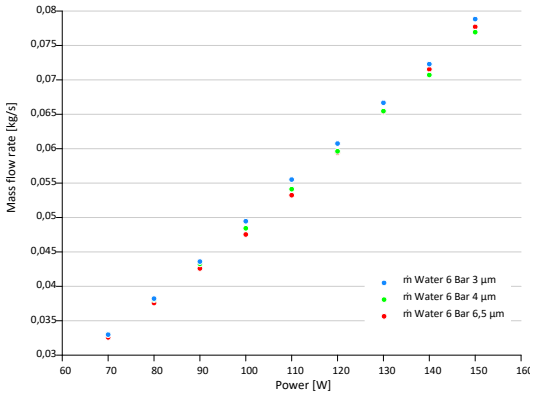


Fig. 8. Mass flow vs applied thermal input for three wicks

Conclusions

This study experimentally examined the effect of porous wick microstructure on the thermal–hydraulic behaviour of a water-charged F-LHP operating at elevated saturation temperatures. Three sintered 316L stainless-steel wick structures with nominal pore radii of 3 µm, 4 µm, and 6,5 µm were investigated under identical geometric configuration and thermal boundary conditions in order to isolate the role of pore-scale design in governing loop operation. The results confirmed that wick morphology strongly influences not only the internal pressure balance of the system, but also its temperature response, hydraulic operating margin, and susceptibility to transport deterioration at high heat load.

The structural analysis and pressure-balance calculations demonstrated the expected permeability–capillarity trade-off. Reducing pore radius increased the maximum capillary pressure available for liquid return, but at the same time increased the hydraulic resistance of the porous matrix. This trend was clearly reflected in the experimental results obtained at the maximum applied heat load of 150 W. At this operating point, the maximum capillary pressure reached 23,70 kPa for the 3 µm wick, 19,13 kPa for the 4 µm wick, and 11,42 kPa for the 6,5 µm wick, while the corresponding wick-related pressure drops were 16,23, 7,02, and 5,09 kPa, respectively. These values quantitatively confirm that the 3 µm structure provided the strongest capillary driving force, whereas the 6,5 µm structure offered the lowest hydraulic resistance but also the smallest capillary pressure reserve.

The temperature measurements further showed that the thermal response of the loop was strongly dependent on wick structure. At 150 W, the recorded temperatures reached 209,27°C, 197,45°C, and 196,23°C for the 3 µm, 4 µm, and 6.5 µm wicks, respectively. Thus, although the smallest-pore wick generated the highest capillary pressure, it also exhibited the highest local temperature at the maximum load, which is consistent with its significantly larger flow resistance through the porous

structure. The 4 µm wick represented an intermediate case, combining moderate capillary capability with lower hydraulic penalty, while the 6,5 µm wick showed the weakest capillary support despite the smallest pressure drop across the wick. In this sense, the results indicate that thermal performance cannot be interpreted on the basis of permeability or capillary pressure alone, but only through the combined balance of both effects.

The inferred mass flow rates remained of comparable order for all tested wick structures, which suggests that the decisive differences between the samples were associated primarily with the internal pressure distribution and the quality of liquid return rather than with large changes in the overall circulation rate. Consequently, the experimental observations confirm that the governing design criterion for water-based F-LHP operation near the upper practical temperature range is the balance between available capillary head and wick-induced hydraulic losses. A comparative summary of the investigated wick structures is presented in Table 4.

Tab. 4. Comparative thermal–hydraulic behaviour of the investigated wick structures.

Wick	Pore radius [µm]	Temperature uniformity	Capillary pressure level	Wick pressure drop	Overall operating margin
R10	3,0	High	Highest	Highest	Most favourable
R14	4,0	Good	Intermediate	Moderate	Balanced
R20	6,5	Lowest	Lowest	Lowest	Narrowest

Overall, the present results show that increasing pore size improves permeability but simultaneously reduces the capillary pressure required to sustain robust liquid return under demanding operating conditions. Conversely, smaller pores strengthen capillary pumping but impose a greater hydraulic penalty. Within the investigated range, the 3 µm wick provided the highest capillary pressure reserve, the 4 µm wick offered the most balanced compromise between capillary capability and flow resistance, and the 6,5 µm wick exhibited the lowest hydraulic resistance but the smallest capillary operating margin. From a broader perspective, the study establishes a quantitative experimental reference for water-based F-LHP operating close to their capillary transport limit and provides a useful basis for future optimization of wick microstructure and selection of alternative working fluids for elevated-temperature passive thermal management systems.

Acknowledgments

This research was carried out with the financial support of the Polish National Science Centre under the OPUS 24 grant (No. 2022/47/B/ST8/01490).

References

[1] Luo, F., Wang, Y., Lui, Y., Bai, J., Yan, C., Wei, Y., Yuan, W., Zhang, S., & Tang, Y. (2025). High-performance ultra-thin loop heat pipe enabled by screen-printing technology for enhancing heat dissipation of electronic devices. *Applied Thermal Engineering*, 279, 127479. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.127479

[2] Cui, Q., You, Z., Ni, Y., Yang, X., Zhou, Y., Wei, J., & Liu, J. (2025). A comprehensive review of loop heat pipe: From fundamental researches to applications. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 115, 109880. https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2025.109880

[3] Wang, H., Lin, G., Qin, H., Zhang, R., Bai, L., & Guo, Y. (2023). Design and experimental validation of a high capacity loop heat pipe for avionics cooling. *Thermal Science and Engineering Progress*, 45, 102139. https://doi.org/10.1016/j.tsep.2023.102139
[4] Nam, B., & Joung, W. (2024). Heat transport characteristics of a flat-evaporator loop heat pipe for use in a thermal management system of electric vehicles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 227, 125553. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.125553
[5] Szymański, P., Law, R., McGlen, R. J., Reay, D. A. (2021). Recent advances in loop heat pipes with flat evaporator. *Entropy*, 23(11), 1374. https://doi.org/10.3390/e23111374
[6] Zhang, H., Tian, Y., Tian, C., & Zhai, Z. (2023). Effect of key structure and working condition parameters on a compact flat-evaporator loop heat pipe for chip cooling of data centers. *Energy*, 284, 128658. https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.128658
[7] Chavhan, M., & Singh, P. K. (2024). Enhancing heat pipe performance through hybrid wick structures: Balancing pore size and permeability. *Applied Thermal Engineering*, 256, 124079. http://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.124079
[8] Nishikawara, M. (2024). Pore network simulation of loop heat pipe evaporator with different pore size distribution. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 218, 124739. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124739
[9] Szymański, P., Mikielewicz, D., & Fooladpanjeh, S. (2022). Current trends in wick structure construction in loop heat pipes applications: A review. *Materials*, 15(16), 5765. https://doi.org/10.3390/ma15165765
[10] Tridelta Siperm GmbH, Technical materials and product data, Available at https://tridelta.de [accessed 2026].

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_20

Intensyfikacja wrzenia pęcherzykowego przy zastosowaniu nanocząstek SiO_2

KAROLINA BĘBACZ[1,2], ROBERT KANIOWSKI[1,2], SYLWIA WCIŚLIK[3]

[1] Świętokrzyski Kampus Laboratoryjny Głównego Urzędu Miar
ul. Wrzosowa 46, 25-211 Kielce
[1] e-mail: karolina.bebacz@gum.gov.pl
[2] Politechnika Świętokrzyska, Wydział Mechatroniki i Budowy Maszyn
al. 1000-lecia P.P. 7, 25-314 Kielce
[2] e-mail: kaniowski@tu.kielce.pl
[3] Politechnika Świętokrzyska, Wydział Inżynierii Środowiska, Geomatyki i Energetyki
al. 1000-lecia P.P. 7, 25-314 Kielce
[3] e-mail: sylwiazw@tu.kielce.pl

Słowa kluczowe: wrzenie pęcherzykowe, nanociecze, tlenek krzemu (SiO_2), wymiana ciepła

Wrzenie stanowi jeden z najskuteczniejszych mechanizmów odprowadzania ciepła, umożliwiając rozpraszanie dużych strumieni cieplnych przy niewielkich różnicach temperatur, co znajduje zastosowanie m.in. w chłodzeniu elektroniki, układów mocy oraz systemów energetycznych. W niniejszej pracy przeanalizowano intensyfikację wymiany ciepła podczas wrzenia wody oraz mieszanin wody z dodatkiem tlenku krzemu (SiO_2) przy ciśnieniu atmosferycznym. Powierzchnię wymiany ciepła stanowiła próbka wykonana z miedzi o chropowatości Ra = 0,143 µm. Celem badań było określenie wpływu obecności nanocząstek SiO_2 w cieczy roboczej na gęstość strumienia ciepła oraz współczynnik przejmowania ciepła w warunkach wrzenia pęcherzykowego. Wykazano, że zastosowanie mieszanin wody z tlenkiem krzemu prowadzi do istotnej poprawy parametrów wymiany ciepła w porównaniu z wodą dejonizowaną. Maksymalna uzyskana gęstość strumienia ciepła osiągnęła wartość rzędu 1608,2 kW m^{-2}, natomiast współczynnik przejmowania ciepła przekroczył 55,4 kW $m^{-2}K^{-1}$. Uzyskane wyniki potwierdzają, że zastosowanie mieszanin wody z dodatkiem tlenku krzemu może znacząco zwiększyć krytyczną wartość gęstości strumienia ciepła procesów chłodzenia opartych na wrzeniu, szczególnie w systemach wymagających intensywnego odprowadzania ciepła.

WSTĘP

Miniaturyzacja urządzeń stanowi duże wyzwanie współczesnej inżynierii. Jej istotą jest nie tylko zmniejszanie rozmiarów sprzętu, lecz także utrzymanie dotychczasowych parametrów pracy, a często nawet ich poprawę. Oznacza to konieczność projektowania coraz bardziej zaawansowanych rozwiązań, które przy ograniczonej przestrzeni zapewniają wysoką wydajność, niezawodność oraz efektywność energetyczną. Jednym z wyzwań jest efektywne chłodzenie takich urządzeń, ze względu na wysokie gęstości wydzielanego strumienia ciepła. Samo chłodzenie powietrzem okazuje się w takich przypadkach niewystarczającą opcją. Bardzo popularną, tanią i prostą koncepcyjnie metodą chłodzenia okazuje się wrzenie w objętości. Odbieranie ciepła od powierzchni wymiennika odbywa się w niej na zasadzie przemiany fazowej cieczy w parę, co pozwala na przejęcie znacznych ilości energii cieplnej. Wrzenie zachodzi bez udziału wymuszonego przepływu cieczy, więc nie ma potrzeby instalacji urządzeń zapewniających jej cyrkulację. Pozwala to na znaczną oszczędność miejsca, które w zminiaturyzowanych urządzeniach jest szczególnie ograniczone.
Wrzenie w objętości opisywane jest za pomocą parametrów takich jak współczynnik przejmowania ciepła (ang. *Heat Transfer Coefficient*, HTC) oraz krytycznego strumienia ciepła (ang. *Critical Heat Flux*, CHF). Na ich podstawie konstruuje się krzywe wrzenia, których analiza pozwala na porównanie efektywności procesu wymiany ciepła podczas wrzenia z udziałem różnych czynników roboczych. Współczynnik przejmowania ciepła dostarcza informacji o ilości ciepła odbieranego z jednostki

powierzchni przy danym przegrzaniu. W literaturze, dla wody na płaskiej powierzchni miedzianej o chropowatości *Rq* w zakresie 0,05–0,25 nm badacze uzyskują wartość HTC w zakresie od około 30 do 72 kW $m^{-2}K^{-1}$ [1]. Z kolei krytyczny strumień ciepła wyznacza maksymalny strumień ciepła możliwy do odebrania z powierzchni, po przekroczeniu którego następuje kryzys wrzenia. Jest to punkt, w którym układ osiąga granicę swoich możliwości chłodzenia ze względu na wystąpienie tzw. wrzenia błonowego. Podczas tego procesu powierzchnia wymiennika ulega przegrzaniu ze względu na tworzenie się dużej ilości pęcherzyków pary tuż przy powierzchni wymieniającej ciepło. Nie są one skutecznie odprowadzane, a nowe „porcje" cieczy nie docierają do powierzchni. W związku z tym warstwa pary działa jak izolator termiczny powodując spadek efektywności chłodzenia, co skutkuje znacznym obniżeniem współczynnika przejmowania ciepła oraz wzrostem temperatury powierzchni. W literaturze można odnaleźć informacje, że wartość CHF dla wody na płaskiej powierzchni miedzianej (*Rq* = 0,05–0,25 nm) mieści się w zakresie około 772–1250 kW m^{-2} [1]. Biorąc to pod uwagę, niezmiernie ważne jest podczas badań wrzenia w objętości wyznaczenie HTC i CHF, aby w pełni znać możliwości zastosowanego wymiennika ciepła oraz cieczy chłodzącej.

Znaczny rozwój nanotechnologii przyczynił się w ostatnich latach do wzrostu zainteresowania badaniami nad nanocieczami i ich zastosowaniem w procesach wymiany ciepła. Nanocząstki o wielkości od 1 nm do 100 nm okazały się być znacznie korzystniejszym rozwiązaniem w porównaniu z cząstkami o rozmiarach mikro- i milimetrowych, ponieważ charakteryzują się wyższym przewodnictwem cieplnym oraz lepszą stabilnością w zawiesinie [2,3]. Dodatek substancji nieorganicznych w postaci nanocząstek do cieczy bazowej zmienia parametry wrzenia poprzez nie tylko zwiększenie powierzchni oddziaływania cieczy z wymiennikiem, ale również poprzez zmianę mechanizmu nukleacji [4]. Powstała mieszanina koloidalna w porównaniu z czystą cieczą bazową wykazuje zwiększoną przewodność cieplną oraz odmienne właściwości zwilżające, co znacząco wpływa na intensywność wymiany ciepła [5]. Przykładowo, przewodnictwo cieplne wody dla temperatury 298 K to około 0,61 W $m^{-1}K^{-1}$, natomiast w przypadku nanocząstek SiO_2 (o średnicy 65 nm) jest ponad dwukrotnie większe i wynosi około 1,38 W $m^{-1}K^{-1}$ [6].

Nanociecze wytwarza się głównie za pomocą dwóch metod: jedno- i dwuetapowej. W pierwszej z nich nanocząstki są bezpośrednio syntetyzowane w cieczy bazowej. Natomiast w drugiej, wcześniej przygotowane nanocząstki w postaci proszku są najpierw mieszane z cieczą bazową, a następnie stabilizowane przy pomocy ultradźwięków. W produkcji wielkoskalowej preferuje się drugą z metod [7]. Często stosowaną praktyką jest dodatkowa stabilizacja powstałej zawiesiny koloidalnej przy pomocy zmiany pH, dodatku surfaktantów w celu dyspersji cząstek [2,7,8]. Podczas wytwarzania nanocieczy szczególną uwagę zwraca się na dobór nanocząstek dodawanych do cieczy bazowej. Stosowane są tu głównie dodatki o wysokim przewodnictwie cieplnym. Najczęściej są to metale (np. miedź, srebro, złoto), tlenki metali (krzemionka, tlenek tytanu, tlenek glinu) oraz nanorurki węglowe [2,8]. Naukowcy w ostatnich latach zaczęli rozważać również dodatek dwóch różnych rodzajów nanocząstek, które tworzą tzw. zawiesinę hybrydową, spodziewając się poprawy w przewodzeniu ciepła poprzez oddziaływania synergistyczne [9,10]. Aby proces wymiany ciepła przebiegał efektywnie, stężenie nanocząstek w płynie bazowym musi mieścić się na optymalnym poziomie. Zbyt niskie stężenie nie powoduje zauważalnej poprawy właściwości termofizycznych cieczy, natomiast zbyt duża koncentracja prowadzi do aglomeracji i osadzania się cząstek na powierzchni wymiennika, wzrostu oporu termicznego oraz pogorszenia parametrów wrzenia [3,11].

Zastosowanie nanocieczy w procesach wymiany ciepła niesie zatem za sobą wiele korzyści, jednak wiąże się również z przedstawionymi ograniczeniami, które należy przeanalizować przed ich praktycznym wdrożeniem. Podczas długotrwałego wrzenia nanocieczy obserwuje się odkładanie grubej i nierównej warstwy mineralnej na powierzchni grzejnej, która zmienia m.in. chropowatość, właściwości zwilżające oraz gęstość miejsc nukleacji pęcherzyków pary, co jest przyczyną wzrostu oporu cieplnego oraz pogorszenia współczynników HTC i CHF [12]. Stabilność zawiesiny można określić ilościowo za pomocą pomiaru potencjału zeta, który opisuje potencjał elektryczny na granicy poślizgu między cząstką stałą, a roztworem elektrolitu. Zgromadzony ładunek na powierzchni nanocząstek powoduje ich elektrostatyczne odpychanie, ograniczając aglomerację. Przyjmuje się, że wartość bezwzględna potencjału zeta $|\zeta| > 60$ mV świadczy o doskonałej stabilności zawiesiny,

natomiast |ζ| > 30 mV o dobrej i akceptowalnej stabilności fizycznej [13,14]. Dodatek nanocząstek do cieczy bazowej często zwiększa lepkość medium. Z jednej strony, w lepkim płynie, cząstki wolniej opadają na dno, co poprawia stabilność zawiesiny. Jednakże zbyt duży wzrost lepkości działa niekorzystnie – spowalnia cyrkulację cieczy wokół powierzchni grzejnej co utrudnia odrywanie się pęcherzyków pary oraz hamuje ich unoszenie. W rezultacie prowadzi to do spadku intensywności wrzenia i obniżenia efektywności wymiany ciepła. Wzrost lepkości dynamicznej powoduje też spadek liczby Reynoldsa, co prowadzi do osłabienia przepływu (większych oporów lepkościowych), ograniczenia mieszania i w konsekwencji pogorszenia konwekcyjnej wymiany ciepła.
Dużym ograniczeniem w stosowaniu nanocieczy w układach wymagających długotrwałej niezawodności i ciągłej pracy urządzeń jest ryzyko korozji, erozji oraz ścierania elementów instalacji. Takie zjawiska mogą prowadzić do spadku wydajności systemu, wzrostu kosztów eksploatacji oraz skrócenia żywotności urządzeń [7,11].
Podsumowując, nanociecze wykazują duży potencjał w intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia w objętości, głównie dzięki zwiększeniu liczby miejsc nukleacji, poprawie przewodności cieczy oraz modyfikacji jej zwilżalności. Skuteczne wykorzystanie nanocieczy wymaga jednak właściwego doboru stężenia i rozmiaru cząstek oraz ich stabilizacji w zawiesinie, aby uniknąć niekorzystnych efektów aglomeracji i nadmiernego gromadzenia na powierzchni grzejnej. Przy odpowiednim doborze nanocieczy można uzyskać zadowalającą poprawę wymiany ciepła, dzięki czemu możliwe jest konstruowanie bardziej kompaktowych i lżejszych wymienników, co jest szczególnie ważne przy implementacji w zminiaturyzowanych układach elektronicznych [7]. Ponadto, większa stabilność cieplna układu może ograniczyć przegrzewanie się komponentów, co przełoży się na dłuższą żywotność oraz niższe koszty eksploatacji urządzeń.
W niniejszej pracy przedstawiono wyniki analizy wpływu nanocieczy na bazie wody z dodatkiem tlenku krzemu (SiO_2) na przebieg wrzenia objętościowego na płaskiej powierzchni miedzianej. Zbadano zmiany współczynnika przejmowania ciepła (HTC) oraz krytycznego strumienia ciepła (CHF) dla różnych stężeń nanocieczy w porównaniu z cieczą bazową. W celu oceny stabilności przygotowanych nanocieczy wyznaczono ich potencjał zeta. Uzyskane wyniki zestawiono i porównano z danymi literaturowymi dostępnymi w pracach innych autorów.

1. STANOWISKO POMIAROWE I WYKONANIE POMIARÓW

1.1. PRZYGOTOWANIE NANOCIECZY

Do badań wybrano nancząstki tlenku krzemu w postaci nanoproszku firmy ALDRICH Chemistry. Producent podaje, że średni rozmiar cząstek mieści się w zakresie od 10 do 20 nm i został określony metodą Brunauera-Emmetta-Tellera. Czystość nanoproszku wynosi 99,5% w odniesieniu do zanieczyszczeń metalicznych. Do przygotowania nanocieczy korzystano z wody dejonizowanej o przewodności elektrolitycznej właściwej wynoszącej 0,003 mS cm^{-1}. Pozostałe właściwości składników mieszaniny podane zostały w tabeli 1.
Korzystając z metody dwuetapowej, przygotowano nanociecze SiO_2 na bazie wody o różnych stężeniach procentowych (0,01%, 0,05% i 1% mas.). Na wadze analitycznej o wysokiej czułości oraz dokładności (odpowiednio 0,0001 g oraz 0,001 g) odważono odpowiednie ilości nanocząstek, a następnie dodano je do odważonej ilości wody dejonizowanej. W celu zapewnienia jednorodnego rozproszenia nanocząstek w cieczy, powstałą zawiesinę mieszano przy użyciu mieszadła mechanicznego przez około 30 minut, utrzymując prędkość obrotową na poziomie około 400 obr./min. Następnie próbki poddawano ultrasonikacji przez około 3 godziny, korzystając z łaźni ultradźwiękowej o częstotliwości 400 kHz. Wysoka częstotliwość fali ultradźwiękowej wywołuje efekt kawitacji. W płynie tworzą się mikroskopijne pęcherzyki pary, które gwałtownie implodują w cieczy powodując skoki ciśnienia i gwałtowne zderzenia cząstek. Proces ten pozwala na skuteczne rozbicie ewentualnych aglomeratów i uzyskanie stabilnej i jednorodnej nanocieczy.

Tabela 1. Właściwości składników mieszaniny: nanocząstek SiO_2 oraz wody

	d_a, nm	ρ, kg m^{-3}		i_{lv}, kJ kg^{-1}	λ, W mK^{-1} 10^{-3}	c_p, J kg K^{-1}	n, mm^2 s^{-1}	μ, Pa s 10^{-6}	σ, N m^{-1}	ε	kolor
Nanopros zek SiO_2	10-20	2200-2600		-	1,4	705	0,9026	-	-	-	biały
Woda T_{sat} = 373 K p = 101,3 kPa	-	*l* 959,0	*v* 0,60	2251	680	4200	0,296	284	0,06	78,5 T = 298 K	przeźroczysty

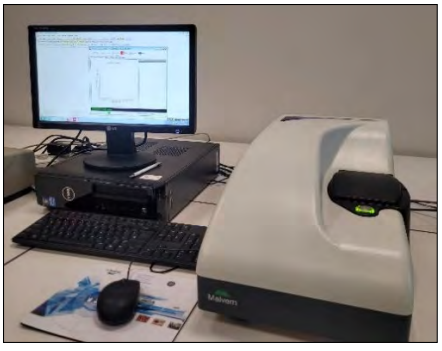
Źródło: opracowanie własne.

1.2. POMIAR POTENCJAŁU ZETA

W celu określenia poziomu stabilności otrzymanych zawiesin tlenku krzemu w wodzie przeprowadzono badanie potencjału zeta. Zastosowano Zetasizer Nano ZS firmy Malvern Panalytical (Rysunek 1). Pomiar polega na elektroforetycznym wzbudzeniu cząstek w polu elektrycznym i określeniu ich prędkości elektroforetycznej, którą przelicza się na wartość potencjału zeta (ζ) korzystając z równania Helmholtza-Smoluchowskiego:

$$\frac{v_e}{E} = \frac{\varepsilon\zeta}{\mu} \tag{1}$$

Potencjał zeta mierzono niezwłocznie po procesie sonikacji przygotowanych nanocieczy. Dla jednego stężenia sprawdzono dodatkowo jak zmienił się potencjał zeta po upływie 2 tygodni od przygotowania nanocieczy. Do kuwety pomiarowej wprowadzano około 1 mL cieczy, rozpoczynając pomiary od najniższego stężenia. Badania przeprowadzono w temperaturze 25°C. Każdy pomiar był powtarzany co najmniej trzykrotnie, a wynik końcowy przedstawiono jako wartość średnia.

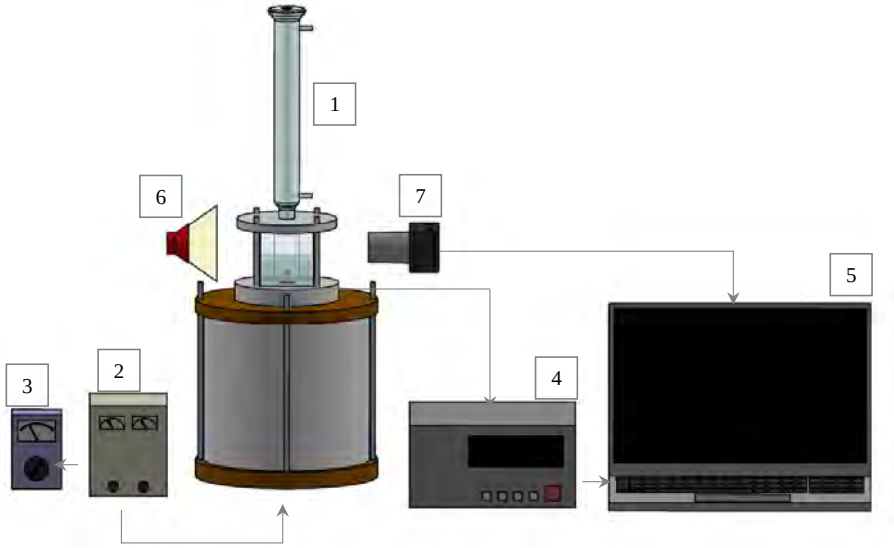


Rysunek 1. Stanowisko do badania potencjału zeta; Źródło: opracowanie własne

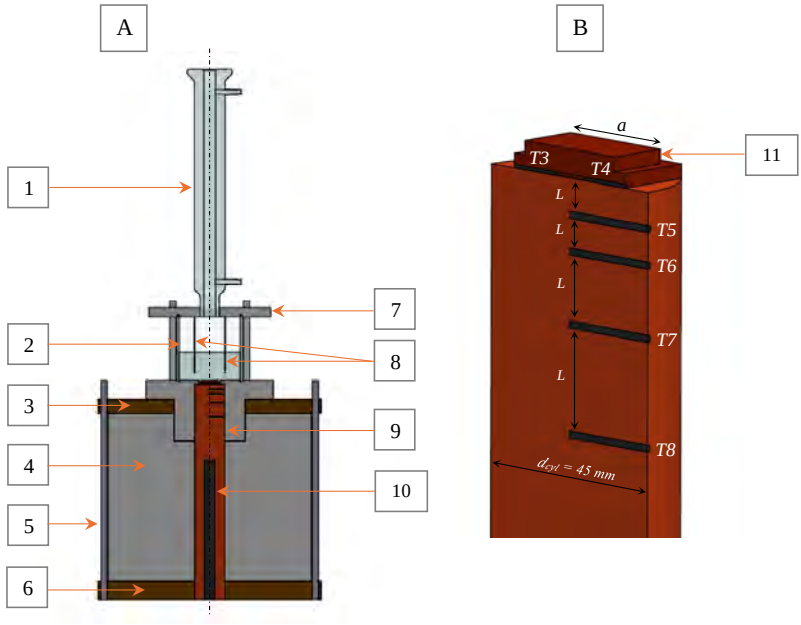
1.3. WYMIANA CIEPŁA

Przygotowane nanociecze były badane w procesie wrzenia w objętości. Stanowisko pomiarowe przedstawione na rysunku 2 umożliwiało kontrolowane doprowadzanie strumienia ciepła o zadanej gęstości oraz pomiar temperatury, co pozwoliło na analizę przebiegu i parametrów procesu wrzenia. Moduł główny składa się między innymi ze szklanego naczynia (rysunek 3-A), wypełnionego około 200 mL badanej cieczy. Do górnej części przymocowana jest chłodnica zwrotna, która zapewnia skraplanie par i ich powrót do naczynia w postaci cieczy. Jej stosowanie zapewnia badania pod ciśnieniem atmosferycznym. W dolnej części naczynia przymocowana jest płaska miedziana powierzchnia pełniąca rolę wymiennika ciepła o wymiarach $a \times a$ i średniej wartości chropowatości Ra = 0,143 µm. Jest ona przylutowana za pomocą niewielkiej grubości warstwy cyny (około 0,05 mm)

do miedzianego walca (d_{cyl} = 45 mm). W osi tego walca umieszczona jest grzałka elektryczna, której moc jest sterowana za pomocą autotransformatora. Watomierz umożliwia zadanie odpowiedniej mocy.



Rysunek 2. Schemat stanowiska eksperymentalnego: 1 – moduł główny, 2 – autotransformator, 3 – watomierz, 4 – rejestrator danych, 5 – komputer, 6 – oświetlenie, 7 – kamera; Źródło: opracowanie własne.



Rysunek 3. A – przekrój modułu głównego: 1 – chłodnica zwrotna, 2 – szklane naczynie, 3 – pokrywa teflonowa, 4 – izolacja, 5 – pręt, 6 – podstawa teflonowa, 7 – górny kołnierz, 8 – termoelementy *T1* i *T2*, 9 –miedziany walec, 10 – grzałka patronowa. B – rozmieszczenie termoelementów w miedzianym walcu: 11 – powierzchnia wymiennika ciepła, *T3, T4* – termoelementy pod powierzchnią badawczą, *T5–T8* – termopary w miedzianym walcu; Źródło: opracowanie własne.

Miedziany walec jest dobrze izolowany z bocznych stron, zatem przyjmuje się, że strumień ciepła generowany przez grzałkę jest kierowany do górnej części walca, następnie na wymiennik ciepła, gdzie energia przekazywana jest do cieczy chłodzącej powodując jej wrzenie. Podczas badań, do pomiaru temperatury stosuje się termoelementy typu K (NiCr–NiAl) o średnicy 0,5 mm. Dwa z nich umieszcza się w naczyniu z cieczą (*T1* i *T2*), kolejne dwa tuż pod powierzchnią wymiennika ciepła (*T3 i T4*), a pozostałe (*T5–T8*) w otworach miedzianego walca w odpowiednich odległościach: L_1 = 5 mm, L_2 = 10 mm i L_3 = 15 mm od powierzchni wymiennika ciepła (rysunek 3-B). Dane zmierzone za pomocą czujników były rejestrowane przy użyciu stacji akwizycji danych FLUKE Hydra Series II, a nastepnie przekazywane do komputera stanowiskowego w celu ich obróbki.

Pomiary wrzenia w objętości rozpoczęto od próbki referencyjnej, którą była woda dejonizowana. Następnie badaniom poddawano przygotowane nanociecze, które wprowadzano do naczynia pomiarowego niezwłocznie po procesie sonikacji. Pomiary dla nanocieczy rozpoczęto od najniższego stężenia. W trakcie badania stopniowo zwiększany był strumień dostarczanego ciepła aż do sięgnięcia wrzenia pęcherzykowego. Temperaturę rejestrowano po jej ustabilizowaniu – po około 10 minutach od zmiany nastawy na autotransformatorze. Pomiary były prowadzone do momentu uzyskania krytycznego strumienia ciepła, podczas którego zauważano nagły skok temperatury pod miedzianą próbką wymiennika ciepła. Po każdym pomiarze, stanowisko dokładnie czyszczono (ze szczególnym uwzględnieniem powierzchni wymiany ciepła) przy pomocy wody dejonizowanej oraz papieru bezpyłowego, co pozwalało na usunięcie nagromadzonych nanocząstek.

Współczynnik przejmowania ciepła HTC (α) od powierzchni grzejnej do badanej cieczy obliczano korzystając z równania (2):

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T}. \tag{2}$$

Strumień ciepła CHF (q) obliczano przy zastosowaniu prawa Fouriera (3), zakładając współczynnik przewodzenia miedzi (λ_{Cu}) na poziomie 380 W m^{-1}K^{-1}:

$$q = \lambda_{Cu} \frac{T_{T8} - T_{T5}}{\delta_{T8-T5}} \frac{\pi d_{cyl}^2}{4a^2}. \tag{3}$$

Natomiast różnica temperatur (ΔT) została obliczona za pomocą równania (4):

$$\Delta T = \frac{T_{T3} + T_{T4}}{2} - q \frac{\delta_s}{\lambda_{Cu}} \frac{T_{T1} + T_{T2}}{2} \ . \tag{4}$$

2. WYNIKI ORAZ DYSKUSJA

2.1. POMIAR POTENCJAŁU ZETA

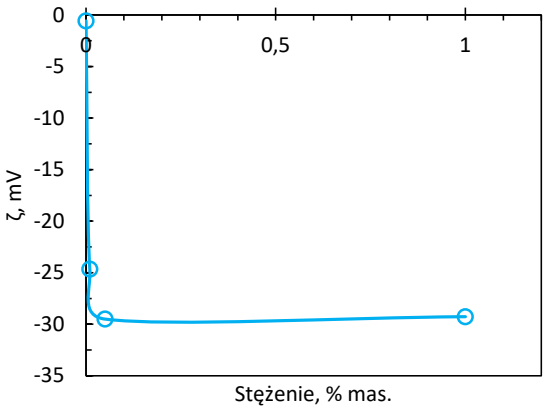
Aglomeracja nanocząstek zachodzi poprzez różne oddziaływania fizykochemiczne, np. siły van der Waalsa. W środowisku wodnym powierzchnia tlenku krzemu ma powinowactwo do tworzenia grup silanolowych (≡Si–OH). W wyniku jej dysocjacji (5) na powierzchni powstaje ładunek ujemny:

$$\equiv Si–OH \leftrightarrow \equiv Si–O^- + H^+. \tag{5}$$

Dzięki niemu cząstki skutecznie odpychają się od siebie na zasadzie oddziaływań elektrostatycznych. Są one znacznie silniejsze niż oddziaływania van der Waalsa, co zapobiega aglomeracji nanocząstek. Proces ten jest silnie zależny od pH środowiska. W bardzo niskim pH (około 2-3) równowaga reakcji jest przesunięta w lewą stronę równania, więc bardzo niewielka ilość grup silanolowych ulega dysocjacji. Prowadzi to do przewagi odziaływań van der Waalsa, a zatem do większej aglomeracji cząstek. Im wyższe pH, tym większa jest przewaga odziaływań elektrostatycznych pomiędzy nanocząsteczkami, co zapobiega ich aglomeracji.

Pomiar potencjału zeta pozwolił ocenić stabilność przygotowanych zawiesin SiO_2 w wodzie. Na rysunku 4 przedstawiono zależność potencjału zeta od stężenia nanocząstek w zawiesinie. Zmierzone wartości wynoszące około -30 mV wskazują na dobrą stabilność w zawiesinie. Nieco niższa

wartość (ok. -25 mV) dla stężenia 0,01% mas. sugeruje umiarkowaną stabilność. Jest to związane z mniejszą liczbą cząstek w jednostce objętości cieczy bazowej i słabszymi odziaływaniami elektrostatycznymi między nimi. W pracy Salako i współautorów [15] badano potencjał zeta nanocieczy tlenku krzemu w wodzie dejonizowanej w zakresie około 100-krotnie niższych stężeń niż w niniejszej pracy. Zmierzone wartości, jak można przewidywać, posiadały niższe bezwzględne wartości potencjału zeta, mieszczące się w zakresie od -3,8 do -26,4 mV. Podobnie jak w naszej pracy, uzyskano ujemny potencjał zeta, ponieważ powierzchnia nanocząstek tlenku krzemu jest naładowana ujemnie w obojętnym pH. Podwyższenie pH mogłoby poprawić stabilność zawiesiny SiO_2 – woda.

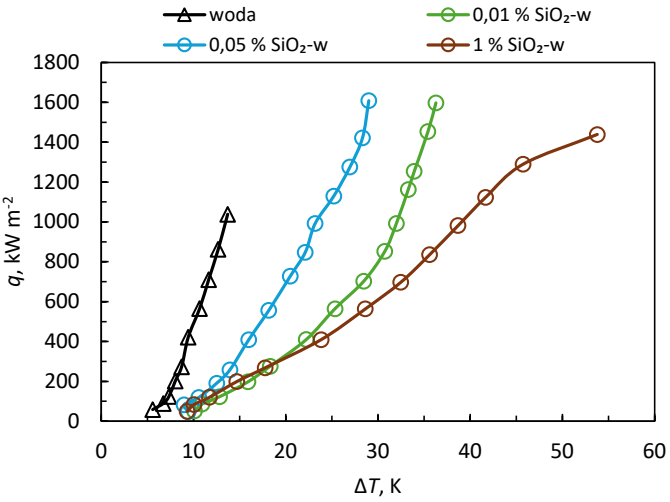


Rysunek 4. Potencjał zeta nanocieczy SiO_2–woda w zależności od stężenia nanocząstek, % mas.; Źródło: opracowanie własne.

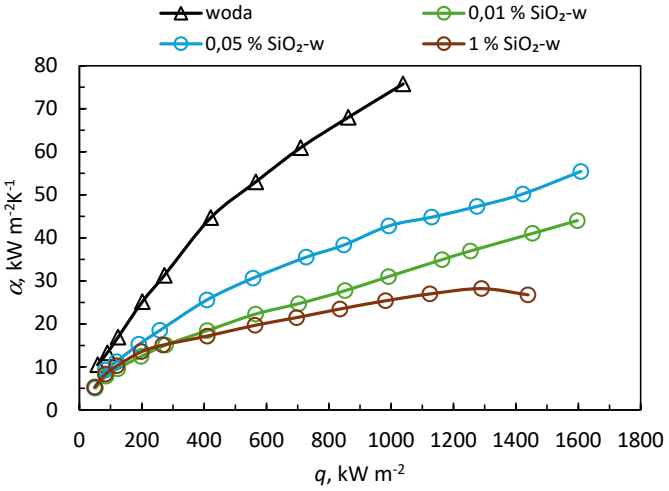
Dla najwyższego stężenia SiO_2 w wodzie (1% mas.) zmierzono także potencjał zeta po upływie około 2 tygodni od przygotowania nanocieczy. Jego wartość bezwzględna spadła o około 3% w stosunku do wartości zmierzonej zaraz po przygotowaniu. Obserwowane pogorszenie potencjału zeta świadczy o nieznacznym obniżeniu stabilności zawiesin w miarę upływu czasu. Może być to spowodowane adsorpcją śladowych ilości jonów dodatnich występujących w rozpuszczalniku, co prowadzi do częściowej neutralizacji ładunku na powierzchni cząstek. Innym powodem może być opadanie i łączenie się nanocząstek w większe agregaty, co również wpływa na spadek stabilności koloidu.

2.2. WYMIANA CIEPŁA

W wyniku przeprowadzonych badań wrzenia pęcherzykowego nanocieczy SiO_2 w wodzie wyznaczone zostały krzywe wrzenia, które przedstawiono na rysunkach 5 i 6.
Można zauważyć, że wraz ze wzrostem gęstości strumienia ciepła, wartość współczynnika przejmowania ciepła również rośnie. Maksymalną wartość HTC uzyskuje się dla czystej wody (75,8 kW $m^{-2}K^{-1}$). Z kolei dla nanocieczy wartość ta jest niższa – dla stężenia 0,05% mas. SiO_2 uzyskano 55,4 kW $m^{-2}K^{-1}$. Może to być związane z depozycją nanocząstek na powierzchni wymieniającej ciepło. Tlenek krzemu posiada znacznie niższe przewodnictwo cieplne niż miedź, więc powstała warstwa osadu zwiększa opór cieplny między powierzchnią, a płynem. Jednocześnie dodatek nanocząstek do cieczy bazowej powoduje znaczny wzrost krytycznego strumienia ciepła w stosunku do cieczy bazowej, co wynika z powstawania wielu nowych miejsc nukleacji pęcherzyków pary podczas osadzania się nanocząstek na powierzchni wymiennika ciepła. Tlenek krzemu posiada również wyższe przewodnictwo cieplne niż woda, co zapewnia lepszy transport ciepła do cieczy. Dla wody dejonizowanej wartość krytycznego strumienia ciepła wyniósł 1038,5 kW m^{-2}, natomiast w przypadku nanocieczy SiO_2 o stężeniu 0.05% mas. było to 1608,2 kW m^{-2}.



Rysunek 5. Krzywe wrzenia: q vs. ΔT; Źródło: opracowanie własne.



Rysunek 6. Krzywe wrzenia: α vs. q; Źródło: opracowanie własne.

W tabeli 2 przedstawiono porównanie badań wrzenia w objętości z zastosowaniem nanocząstek SiO_2. W niniejszym badaniu uzyskano spadek HTC o 46–67 % w porównaniu z czystą cieczą bazową oraz wzrost CHF o 64%.

Tabela 2. Porównanie badań wrzenia w objętości z zastosowaniem nanocieczy tlenku krzemu

Autor	Powierzchnia wymieniająca ciepło	Ciecz bazowa	Rozmiar nanocząstek, nm	Stężenie nanocząstek	HTC	CHF
Badanie własne	Gładka, miedziana	W	10–20	0,1–1% mas.	↓46-67%	↑64%
Ajeeb, 2023 [16]	Drut Ni-Cr	EG/W (15/85 % obj./% obj.)	20	0,05% obj.	↑~8%	↑48%
Lee, 2019 [17]	Płaski typ stali nierdzewnej 304	W	8–100	0,1–10 ppm	Nie odnotowano	↑87%
Rostamian, 2018 [18]	Gładka	W	7–14	0,005–0,01% obj.	↑ dla <0.01 % obj.	↑48%

Źródło: opracowanie własne na podstawie [16-18]

Ajeeb i współautorzy [16] stosując podobnej wielkości cząstki oraz stężenia uzyskali mniejszy wzrost CHF, wynoszący 48%. Pomimo to udało im się uzyskać niewielki wzrost HTC. Wnioskuje się, że związane jest to z innym składem samej cieczy bazowej. Dodatek glikolu etylowego do wody powoduje zmianę właściwości termofizycznych cieczy poprzez zwiększenie jej lepkości. Nanocząstki mogą rozproszyć się w takiej mieszaninie bardziej równomiernie bez tworzenia aglomeratów oraz nie ulegając tak dużej depozycji na powierzchni grzejnej, jak było to w przypadku tego badania. Z kolei Lee i współpracownicy [17] uzyskali jeszcze większy wzrost CHF, wynoszący aż 87%. Taki wynik był możliwy do osiągnięcia poprzez zastosowanie większych rozmiarów nanocząstek oraz niższych stężeń, rzędu ppm. Rostamian i reszta [18] zaobserwowali wzrost HTC dla stężeń niższych niż 0,01% obj. Odnotowali również wzrost CHF o 48%. Przedstawione wyniki sugerują, że na poprawę parametrów wrzenia w dużej mierze wpływa dobór stężenia nanocząstek, ich rozmiar, a także dodatek innych substancji modyfikujących parametry cieczy.

WNIOSKI

Na podstawie przeprowadzonych badań wnioskuje się, że zastosowanie nanocząstek SiO_2 w wodzie istotnie wpływa na przebieg wrzenia pęcherzykowego oraz parametry wymiany ciepła. Dla analizowanych stężeń z zakresu 0,01–1% mas. zaobserwowano spadek współczynnika przejmowania ciepła (HTC) w porównaniu do czystej cieczy bazowej o 46–67%, przy jednoczesnym znacznym wzroście sięgającym 64% krytycznego strumienia ciepła (CHF). Depozycja nanocząstek na powierzchni grzejnej prowadzi do powstawania warstwy o niższym przewodnictwie cieplnym, co zwiększa opór cieplny i obniża HTC, szczególnie przy wyższych stężeniach. Jednocześnie obecność nanocząstek sprzyja tworzeniu nowych centrów nukleacji, co skutkuje wzrostem CHF.

Stabilność nanocieczy, określona na podstawie potencjału zeta, odgrywa kluczową rolę w kształtowaniu jej właściwości. Niższa stabilność prowadzi do aglomeracji cząstek, ograniczenia liczby aktywnych centrów nukleacji oraz powstawania warstwy depozytowej, co pogarsza warunki wymiany ciepła. Wraz ze wzrostem stężenia nanocząstek obserwuje się tendencję do pogorszenia HTC, wynikającą z intensywniejszej depozycji i silniejszych oddziaływań międzycząsteczkowych.

Porównanie z danymi literaturowymi wskazuje, że efekty stosowania nanocząstek zależą od ich stężenia, rozmiaru oraz właściwości cieczy bazowej. Spośród analizowanych przypadków najbardziej optymalne okazało się stężenie SiO_2 0,05% mas., które zapewnia kompromis pomiędzy wartością HTC, a znacznym wzrostem CHF.

NOMENKLATURA

a	szerokość (m)	E	natężenie pola elektrycznego (V m^{-1})
CHF	krytyczny strumień ciepła (W m^{-2})	EG	glikol etylenowy
c_p	ciepło właściwe (J $kg^{-1}K^{-1}$)	HTC	współczynnik przejmowania ciepła (W $m^{-2}K^{-1}$)
d	średnica (m)		

i	entalpia, J kg^{-1}
L	długość (m)
q	strumień ciepła (W m^{-2})
p	ciśnienie (kPa)
Ra	chropowatość (mm)
Rq	średnia kwadratowa wysokość chropowatości (mm)
T	temperatura (K)
v_e	prędkość elektroforetyczna cząstek (m s^{-1})
w	woda

Greckie litery

α	współczynnik przejmowania ciepła (W m^{-2}K^{-1})
δ	grubość (m)
ΔT	różnica temperatur (K)
ε	względna przenikalność elektryczna
	fazy rozpraszającej (F m^{-1})
λ	współczynnik przewodzenia ciepła (W m^{-1}K^{-1})
n	lepkość kinematyczna (m^2 s^{-1})
μ	lepkość dynamiczna (Pa s)
ρ	gęstość (kg m^{-3})
σ	napięcie powierzchniowe (N m^{-1})
ζ	potencjał zeta, mV

Indeksy

Cu	miedź
cyl	walec
l	ciecz
s	próbka
sat	nasycony
T	termoelement
T1…T8	numer termoelementu
v	para

LITERATURA

[1] Mahmoud, M. M., & Karayiannis, T. G. (2021). Pool boiling review: Part II – Heat transfer enhancement. In *Thermal Science and Engineering Progress* (Vol. 25). Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1016/j.tsep.2021.101023

[2] Ciloglu, D., & Bolukbasi, A. (2015). A comprehensive review on pool boiling of nanofluids. In *Applied Thermal Engineering* (Vol. 84, pp. 45–63). Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.03.063

[3] Manetti, L. L., Stephen, M. T., Beck, P. A., & Cardoso, E. M. (2017). Evaluation of the heat transfer enhancement during pool boiling using low concentrations of Al2O3-water based nanofluid. *Experimental Thermal and Fluid Science*, *87*, 191–200. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.04.018

[4] Zhong, Z., Huang, C., & Wang, X. (2023). Enhanced pool boiling heat transfer of multilayer copper-nanoparticle-packed beds by copper mesh coating. *International Journal of Thermal Sciences*, *184*. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.107965

[5] Moghadasi, H., Malekian, N., Sa, H., & Gheitaghy, A. M. (2020). *Recent Advances in the Critical Heat Flux Amelioration of Pool Boiling Surfaces Using Metal Oxide Nanoparticle Deposition*.

[6] Shi, R., Lin, J., & Yang, H. (2022). Particle Distribution and Heat Transfer of SiO2/Water Nanofluid in the Turbulent Tube Flow. *Nanomaterials*, *12*(16). https://doi.org/10.3390/nano12162803

[7] Gülüm, M., Çakmak, A., & Osman, S. (2025). Nanofluids for automotive radiators: Thermophysical properties, opportunities, challenges, and research trends: A review. In *Propulsion and Power Research* (Vol. 14, Number 3, pp. 484–526). KeAi Communications Co. https://doi.org/10.1016/j.jppr.2025.08.002

[8] Chakraborty, S., & Panigrahi, P. K. (2020). Stability of nanofluid: A review. In *Applied Thermal Engineering* (Vol. 174). Elsevier Ltd. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115259

[9] Sharma, P. O., & Unune, D. R. (2022). Augmentation of pool boiling performance using Ag/ZnO hybrid nanofluid over EDM assisted robust heater surface modification. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, *655*. https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2022.130150

[10] Kamel, M. S., Lezsovits, F., Abdollahi, A., & Izadi, M. (2021). Amelioration of pool boiling thermal performance in case of using a new hybrid nanofluid. *Case Studies in Thermal Engineering*, *24*. https://doi.org/10.1016/j.csite.2021.100872
[11] Sun, L., Geng, J., Dong, K., & Sun, Q. (2024). An Experimental Study on the Effect of Nanofluids on the Thermal Conductivity and Rheological Properties of a Coolant for Liquids. *Energies*, *17*(6). https://doi.org/10.3390/en17061313
[12] Pereira, J., Moita, A., & Moreira, A. (2022). The Pool-Boiling-Induced Deposition of Nanoparticles as the Transient Game Changer—A Review. In *Nanomaterials* (Vol. 12, Number 23). MDPI. https://doi.org/10.3390/nano12234270
[13] Etedali, S., Afrand, M., & Abdollahi, A. (2019). Effect of different surfactants on the pool boiling heat transfer of SiO2/deionized water nanofluid on a copper surface. *International Journal of Thermal Sciences*, *145*. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.105977
[14] Freitas, C., & Mü, R. H. (1998). Effect of light and temperature on zeta potential and physical stability in solid lipid nanoparticle (SLN^{TM}) dispersions. In *International Journal of Pharmaceutics* (Vol. 168).
[15] Salako, O. I., Gonzalez, J. J., Cummins, A. G., Zambrano, J. L., Lewis, B., Lentz, R., Lin, Z., Aghadiuno, P. O., Stinson, W. H., & Esposito, D. V. (2026). Zeta potential measurements of SiO2 and TiO2 particles in anionic and cationic surfactant solutions. *Surfaces and Interfaces*, *80*. https://doi.org/10.1016/j.surfin.2025.108180
[16] Ajeeb, W., & Murshed, S. M. S. (2023). Pool Boiling Heat Transfer Characteristics of SiO2 and BN Nanoparticles Dispersed Mono and Hybrid Nanofluids. *Nanomaterials*, *13*(19). https://doi.org/10.3390/nano13192625
[17] Lee, M. S., Kam, D. H., & Jeong, Y. H. (2019). Effects of silica nanoparticles and low concentration on the deterioration of critical heat flux in a pool boiling experiment with a flat-type heater. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *144*. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.07.070
[18] Rostamian, F., & Etesami, N. (2018). Pool boiling characteristics of silica/water nanofluid and variation of heater surface roughness in domain of time. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *95*, 98–105. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2018.04.003

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_21

Dimensionless Analysis of Pool Boiling on a Tube Bundle at Low Pressure

DOMINIKA KACZMAREK-PIĄSTKA[1*], TOMASZ HAŁON[1], BARTOSZ ZAJĄCZKOWSKI[1]

[1] Wroclaw University of Science and Technology, Faculty of Mechanical and Power Engineering, Department of Thermal Sciences, Wyb. Wyspianskiego 27, Wroclaw, 50370, Poland
* e-mail: dominika.kaczmarek-piastka@pwr.edu.pl

Keywords: Pool boiling, subatmospheric pressure, dimensionless numbers, water

Pool boiling of water on horizontal copper tubes was experimentally investigated under subatmospheric pressure for single tube and tube bundle configurations. The experiments were performed at saturation pressures of 3–5 kPa and under two hydrostatic conditions: the base liquid level, with the top tube row covered by liquid, and a liquid level 20 cm above the base level. Previous analysis of these data was mainly focused on boiling curves and heat transfer coefficients. In the present study, the same experimental conditions are examined from the perspective of commonly used dimensionless numbers to assess whether they can distinguish the influence of liquid height and tube arrangement on boiling behaviour.

The results show that the onset of nucleate boiling is most clearly reflected by the boiling Reynolds and modified Jakob numbers. However, because both numbers are linearly dependent on heat flux and their ratio is determined by thermophysical properties, they should not be interpreted as independent ONB indicators. Instead, they represent two differently scaled forms of the same heat-flux-dependent signal. Under the present conditions, ONB occurs at Re_b and Ja* around 0.1–0.2. In contrast, the Bond and Prandtl numbers remain nearly constant and provide limited information on ONB.

The comparison between single-tube and tandem configurations shows that the largest deviation occurs for the Grashof-number ratio. Its decrease in the tandem configuration mainly reflects the lower wall-to-bulk temperature difference observed for the top tube at comparable heat fluxes. The analysis also shows that cases with similar local pressures are not necessarily thermally equivalent, because the bulk liquid temperature is primarily governed by the vapour pressure, whereas the hydrostatic head modifies the local saturation temperature and, consequently, the local subcooling.

Introduction

Experimental studies of pool boiling under subatmospheric pressure are commonly interpreted through boiling curves or heat transfer coefficients. These quantities are essential for quantifying thermal performance, but they indicate how much heat is transferred rather than which mechanism dominates under given conditions. A similar heat transfer coefficient may arise from different combinations of pressure-dependent thermophysical properties, buoyancy, capillary forces, vapour generation, and liquid–vapour interaction. Dimensionless analysis provides a complementary way to organise these effects and to compare the relative roles of selected mechanisms. Its applicability must, however, be considered carefully. Many dimensionless numbers reflect specific local thermodynamic conditions rather than the full complexity of boiling on single tubes or in tube bundles, and several of them are not mutually independent: being constructed from the same thermophysical properties, they

vary only weakly and in a correlated manner over a narrow pressure range and therefore convey overlapping information.

This complementary interpretation is particularly important because low-pressure boiling cannot be treated as a scaled version of boiling at atmospheric pressure. The dominant change is the vapour density, which at 3–5 kPa is more than an order of magnitude lower than at atmospheric pressure. To reject a given heat flux, essentially the same mass of vapour must be generated, but at low pressure this mass occupies a far larger volume; consequently, vapour bubbles grow larger, remain attached longer, and detach less frequently than under atmospheric conditions [1–3]. Surface tension also increases as the saturation temperature decreases, but only modestly, and it enters bubble dynamics mainly through the capillary length; its effect on the characteristic bubble scale is therefore secondary to that of the vapour density. As a result, large vapour structures form, and surface rewetting and heat removal may proceed differently than at atmospheric pressure.

These differences imply that the relative importance of buoyancy, surface tension, inertial effects, thermal diffusion, and convective transport changes with pressure. For this reason, it is useful to examine not a single dimensionless number but a set of them, grouped according to their dominant driver: those governed essentially by thermophysical properties, and those additionally controlled by the imposed heat flux.

In the present work, selected dimensionless numbers are therefore applied as a complementary tool for interpreting pool-boiling data obtained for distilled water under subatmospheric pressure [4]. Attention is paid to whether these parameters can distinguish the influence of liquid height and tube arrangement, or whether they mainly describe local boiling conditions set by pressure-dependent thermophysical properties and the imposed heat flux. The thermophysical properties used throughout are evaluated with CoolProp [5]. Although the considered pressure range is narrow and does not permit broad generalisation, this approach helps to organise the experimental observations and may guide future modelling and the development of heat transfer correlations. Compared with the boiling-curve and heat-transfer-coefficient analysis of the same dataset in [4], the present study adds a methodological result: it identifies which commonly used dimensionless numbers are redundant or nearly constant in this regime, and it reinterprets the tube-bundle effect through the wall-to-bulk temperature difference.

1. Experimental setup and procedure

1.1. Experimental setup

The present analysis was based on experimental data obtained during pool boiling under subatmospheric pressure. Surface temperature measurements on the heated tube were used to determine heat transfer parameters, while high-speed visual observations supported the identification and interpretation of the onset of nucleate boiling, ONB (Figs. 1 and 2).

The experimental system consisted of a sealed test chamber with an Optiwhite tempered-glass front panel for direct visual observation of boiling. Interchangeable plates with horizontal copper tubes were mounted inside the chamber, allowing both staggered and in-line tube arrangements to be tested. Each tube had an outer diameter of 25 mm, a length of 60 mm, a 300 W cartridge heater, and four three-wire Class A Pt1000 sensors positioned around the circumference at the top, bottom, left, and right sides.

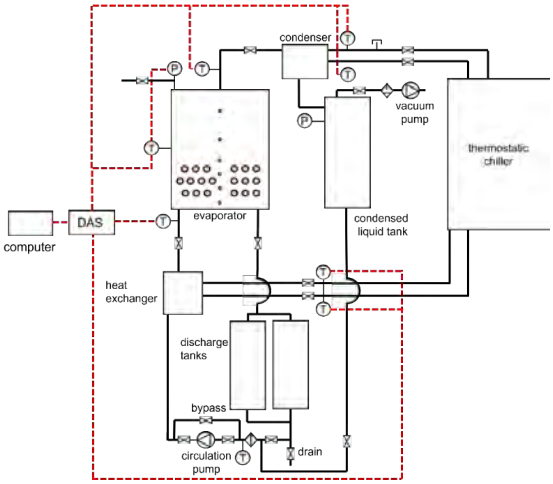


Fig. 1. Experimental setup. Temperature (T) and pressure (P) [4].

Stable thermal conditions in the test chamber were maintained using a liquid circuit consisting of a thermostatic chiller filled with a 35% ethylene glycol solution and a heat exchanger. Subatmospheric pressure was generated by a two-stage rotary pump, while the pressure inside the chamber was measured with a WIKA A-10 pressure transducer.

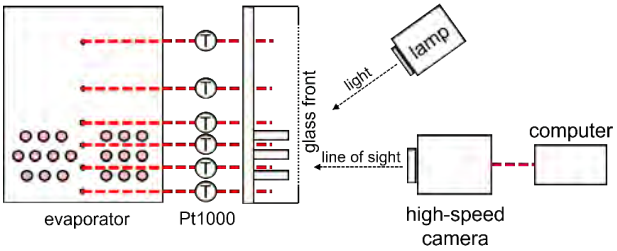


Fig. 2. Front and side views of the test section [4].

Visual observations were performed using a FASTCAM Mini UX50 high-speed camera equipped with a Sigma 18–250 mm macro lens and operated with PFV4 software. The recordings were typically acquired at 500 fps, while a frame rate of 250 fps was used when higher image resolution was required. The test section was illuminated with two YN1200 LED panels with a colour temperature of 5500 K, and the camera position was stabilised using a Velbon Sherpa G5300D tripod. A custom Python script was used to synchronize the video recordings with temperature measurements, enabling bubble dynamics to be related to the wall temperature distribution.

1.2. Experimental procedure.

The experimental procedure was based on simultaneous measurements of temperature and pressure inside the evaporator, together with high-speed visual observation of selected heated tubes. The experiments were carried out at subatmospheric pressures of 3 and 5 kPa. Two liquid-level

configurations were considered: the base level and an increased liquid level corresponding to an additional 20 cm water column above the base level. The bottom tube was located approximately 9 cm below the top tube. The experimental setup enabled the investigation of pool boiling on a single horizontal tube, as well as in tandem and multi-tube arrangements. This made it possible to distinguish the influence of tube interaction and to analyse the bundle effect. In the present study, particular attention was paid to the imposed heat flux, as this parameter was required for the calculation of heat-flux-dependent dimensionless numbers.

During the experimental campaign, heat was supplied to selected tubes by cartridge heaters. The imposed heat flux was evaluated based on the supplied heating power and the external surface area of the heated tube, as follows (Eq. 1):

$$q = \frac{Q_{in}}{\pi d l} \tag{1}$$

where: Q_{in} is the heat supplied to the tube, d – outer tube diameter, l – heated length of the tube.

Each tube was equipped with four Pt1000 temperature sensors. Due to the position of the sensors inside the tube wall, the actual temperature at the heated surface was calculated from the one-dimensional heat conduction relation (Eq. 2):

$$T_{wall} = T_{i.j} - \frac{Q_{in}}{2\pi k l} ln\left(\frac{d}{d_t}\right) \tag{2}$$

where $T_{i,j}$ is the temperature measured by a given Pt1000 sensor, k is the thermal conductivity of copper and d_t is the diameter of the temperature sensors' distribution within the tube.

The evaporator pressure was monitored using a pressure transducer. The measured current output signal was converted into pressure in kPa using the calibration relationship specified for the transducer. Each change in the imposed heat flux corresponded to a new experimental point, because the standard experimental protocol was originally designed for the analysis of boiling curves and heat transfer coefficients. Before measurements, the working liquid temperature was stabilised with a thermostatic chiller, and the test section was flushed if residual temperature gradients were present.

After the required thermal conditions had been reached, the degassing stage was initiated. This stage was performed cyclically, because residual gases dissolved in the working liquid were gradually released during pressure reduction. The procedure was continued until the pressure measured in the evaporator corresponded to the saturation pressure determined from the average liquid temperature. Once this condition was fulfilled, the experimental campaign was started.

Selected copper tubes were heated using cartridge heaters. The imposed heat flux was increased stepwise from 6 to 53 kW/m², and measurements were taken after quasi-steady conditions had been reached at each level. To maintain natural convection and avoid forced flow, the liquid subcooling was allowed to decrease gradually during the test (decreasing subcooling protocol).

1.3. Data reduction

According to IEC 60751, the uncertainty of the Class A Pt1000 temperature sensors was determined from the following relation (Eq. 3):

$$u_{Pt1000} = 0.15+0.002\cdot|T| \tag{3}$$

This expression accounts for both the sensor tolerance and the temperature-dependent component of the uncertainty. Power uncertainty was based on the accuracy of the voltage and current measurement devices. All measurement uncertainties are presented in Table 1.

The uncertainties of the dimensionless numbers were estimated by recalculating them at the lower and upper limits of the relevant input quantities. Temperature-dependent properties were evaluated at $T - u_T$ and $T + u_T$, while quantities dependent on heat flux were additionally calculated at $q - u_q$ and $q + u_q$. The heat-flux uncertainty was the dominant contribution for Ja*, Pe_{mod} and Re_b. The estimated relative uncertainties are summarized in Table 1. For the tandem cases, where ΔT_{wb} falls to about 3 to 4 K, the relative uncertainty of Gr is correspondingly larger, of the order of 10% or more, because it is then dominated by the uncertainty of the temperature difference; the Gr ratios reported for these cases should therefore be read as approximate.

Table 1. Summary of measurement and calculated-quantity uncertainties

Quantity	Symbol	Uncertainty	Remarks
Power input	Q_{in}	±4W	Based on voltage and current meter accuracy
Heat flux	q	±2-13%	Derived from Q_{in}. The uncertainty of the surface area is not included.
Temperature	T	u_{Pt1000}=0.15+0.002·|T|	Pt1000 Class A, 3-wire (IEC 60751)
Bond number	Bo	< 0.01%	Temperature-dependent thermophysical properties
Prandtl number	Pr	≈ 0.5%	Temperature-dependent thermophysical properties
The Grashof number	Gr	≈ 5%	Temperature-dependent thermophysical properties
The modified Jakob number	Ja*	3-16%	Heat flux and thermophysical properties
The modified Peclet number	Pe_{mod}	3-15%	Heat flux and thermophysical properties
The boiling Reynolds number	Re_b	3-16%	Heat flux and thermophysical properties

2. Results and discussion

In the present work, the analysed numbers are divided into two groups: those mainly governed by thermophysical properties, and those additionally affected directly by the imposed heat flux. This distinction is introduced to separate property-related effects from heat-flux-dependent effects and to support the interpretation of boiling behaviour under subatmospheric pressure.

The analysis was performed for three experimental configurations: a single top tube, a single tube from the bottom row (Fig. 3), and a tandem tube configuration (Fig. 4).

2.1. Bond (Bo) number

The Bond number characterises the relative importance of buoyancy and surface-tension forces in boiling. However, its interpretation depends on the choice of the characteristic length, which is not uniform across the literature. In some studies, this length corresponds to the bubble departure diameter, whereas in others it is associated with the heated tube diameter or the hydraulic diameter. When the characteristic length is the bubble departure diameter, the Bond number describes the force balance at the scale of an individual vapour bubble [6-7].

In contrast, when the characteristic length is associated with the surrounding geometry, the Bond number describes the balance between gravity and surface-tension forces at the scale imposed by the experimental configuration, rather than at the scale of an individual departing bubble. Giraud and Tremeac [8] and Adom et al. [9] both used the confinement number, defined as the ratio of the capillary length to a characteristic dimension. In Giraud and Tremeac [8], this characteristic dimension was the hydraulic diameter (Eq. 4), whereas in Adom et al. [9], the tube diameter. Giraud and Tremeac [8] also defined the Bond number using the hydraulic diameter. In the present study the confinement number is not evaluated separately; it is quoted only to motivate the choice of characteristic length, since the geometry-dependent Bond number based on the tube diameter (Eq. 6) already reflects the relevant geometric scale.

$$C_o = \frac{L_c}{D_h} \tag{4}$$

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta\rho \cdot g}} \tag{5}$$

In the present study, the operating pressures of 3–5 kPa promote the formation of large vapour structures whose size may become comparable to the tube spacing of approximately 1 inch. Therefore, the Bond number is defined using the tube diameter as the characteristic length. This definition is intended to reflect the influence of the surrounding tube geometry on bubble behaviour and vapour removal, rather than the departure diameter of an isolated bubble.

Accordingly, the geometry-dependent Bond number used in this study is defined as:

$$Bo = \frac{\mathrm{d}^2 \cdot g \cdot \Delta\rho}{\sigma} \tag{6}$$

Since the tube diameter and gravitational acceleration are fixed, and both the density difference and surface tension vary only slightly over the pressure range of 3–5 kPa, the resulting Bond number remains nearly constant across all experimental conditions, falling within the range of 85.4–89.2.

2.2. Prandtl (Pr) number

The Prandtl number is a dimensionless parameter that describes the ratio of momentum diffusivity to thermal diffusivity. It is commonly defined as:

$$Pr = \frac{\mu \cdot cp}{\lambda} \tag{7}$$

In boiling heat-transfer correlations, Pr is commonly used as a fluid-property-based parameter, since it combines the effects of liquid viscosity, specific heat capacity and thermal conductivity. Its relevance in boiling heat transfer is also indicated by Sha et al. [7], who included the Prandtl number among

the dimensionless parameters considered in their analysis of saturated nucleate pool boiling over vertical tubes and tube bundles. The Prandtl number appears in several correlations discussed in their study, including the Rohsenow correlation and the Nusselt-type correlation proposed by Gui et al. [10].

In the present study, the Prandtl number falls within the range of approximately 4.9 – 7.7, reflecting the thermophysical properties of water under the investigated subatmospheric-pressure conditions of 3–5 kPa. Since this range is relatively narrow, Pr remains nearly constant across the experimental domain and is therefore not expected to be the main parameter controlling the observed changes in boiling behaviour.

2.3. The Grashof number

The Grashof number characterises the relative importance of buoyancy and viscous forces [11]. In boiling studies, it is commonly used in Nusselt-type correlations describing the convective pool-boiling or natural-convection region, where heat transfer is governed mainly by buoyancy-driven liquid motion rather than fully developed nucleate boiling.

It should also be noted that the form of the Grashof number depends on the selected characteristic length. Sateesh et al. [12] distinguished between Gr based on the tube diameter for horizontal tubes, and Gr based on the length of a vertical surface. Therefore, similarly to the Bond number, the physical interpretation of Gr depends on the geometry of the analysed system and on the characteristic length adopted in its definition.

In the present study, the heated tube diameter is used as the characteristic length, so the calculated Grashof number reflects buoyancy-driven motion at the scale of the tube geometry rather than at the scale of individual bubbles:

$$Gr = \frac{(g \cdot \alpha_V \cdot \Delta T_{wb} \cdot d^3)}{v^2} \tag{8}$$

In the previous boiling-curve analysis, the wall superheat was defined relative to the saturation temperature corresponding to the local pressure at the tube level:

$$\Delta T_{sup} = T_{wall,avg} - T_{sat}(P_{loc}) \tag{9}$$

However, under strongly subcooled initial conditions, ΔT_{sup} may become negative because the tube surface temperature can remain below the local saturation temperature. Therefore, this definition was not used in the present calculation of the Grashof number. Instead, the wall-to-bulk liquid temperature difference was adopted:

$$\Delta T_{wb} = T_{wall,avg} - T_{liq,avg} \tag{10}$$

For the Grashof number, the temperature difference was therefore defined as $\Delta T = \Delta T_{wb}$, consistently with the temperature difference used in the heat-transfer-coefficient definition. The saturation-based wall superheat, ΔT_{sup}, was used only in the boiling-curve analysis reported in [4].

2.4. The modified Jakob (Ja*) number

Particular attention is given to the modified Jakob number, Ja*, which was introduced in previous studies to construct dimensionless boiling regime maps for low-pressure water boiling [3, 13]. The classical Jakob number is commonly used to express the ratio of sensible heat to the latent heat

of vaporization. Depending on the adopted formulation, it may be written either without the liquid-to-vapour density ratio (Eq. 11):

$$Ja = \frac{c_p \cdot \Delta T_{wall}}{\Delta h_{lv}} \tag{11}$$

$$Ja = \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{c_p \cdot \Delta T_{wall}}{\Delta h_{lv}} \tag{12}$$

Under subatmospheric-pressure conditions, the vapour density is very low, and therefore the density ratio may strongly affect the calculated value of Ja (Eq. 12). Moreover, the classical Jakob number is based on wall superheat and does not explicitly include the imposed heat flux, although the applied heat flux strongly affects the transition between boiling regimes. For this reason, Wojtasik et al. [3] proposed a modified Jakob number by replacing the wall superheat with a heat-flux-based temperature scale (Eq. 13):

$$\Delta T \sim \frac{q \cdot L_c}{\lambda} \tag{13}$$

As a result, the modified Jakob number was defined as (Eq. 14):

$$Ja^* = \frac{c_p \cdot L_c \cdot q}{\Delta h_{lv} \cdot \lambda} \tag{14}$$

For the present experimental conditions, the capillary length was approximately 0.0027 m for all analysed cases. Ja* (Eq. 14) is evaluated in its classical form, without the liquid-to-vapour density ratio; Eq. 12 is quoted only to indicate how strongly the low vapour density can affect the plain Jakob number. Thus, variations in Ja* were governed mainly by the imposed heat flux and thermophysical properties rather than by changes in the capillary length.

For P_v=3 kPa and a liquid height of 20 cm, the ratio p_v/p_{stat} was approximately 1.53, which is close to the range analysed by Wojtasik et al. In their study, the regime transition from “convection or small popping bubbles” to the “isolated bubble regime” occurred at Ja* approx. 0.3, whereas in the present study these values are closer to 0.1. This difference may result from the different heater geometry and boiling configuration: Wojtasik et al. analysed boiling on a flat surface, whereas the present study concerns boiling on horizontal tubes.

2.5. The modified Peclet number (Pe_{mod})

The modified Peclet number, similarly to the modified Jakob number, is directly affected by the imposed heat flux. The classical Peclet number usually includes a characteristic flow velocity. Such a velocity is not straightforward to define in pool boiling, where no external bulk flow is imposed. For this reason, Sha et al. [7] used a modified Peclet number based on a heat-flux-derived vapour generation velocity scale. In their formulation, the modified Peclet number can be written as (Eq. 15):

$$Pe_{mod} = \frac{q}{\alpha \cdot \rho_V \cdot \Delta h_{lv}} \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_v)}} = \frac{q}{\alpha \cdot \rho_V \cdot \Delta h_{lv}} \cdot L_c \tag{15}$$

The term $\frac{q}{\rho_V \cdot \Delta h_{lv}}$, represents a characteristic vapour generation velocity resulting from the imposed heat flux, while the second part introduces the capillary length as the characteristic length scale. Thus, Pe_{mod} describes the relative importance of heat-flux-driven vapour generation at the capillary length scale.

2.6. The boiling Reynolds number

The boiling Reynolds number, Re_b, is used in pool boiling correlations when a conventional flow velocity cannot be clearly defined. In this case, the liquid motion in the vicinity of the heated surface is induced by vapour bubbles growing, sliding, and departing from the surface [14]. To account for this bubble-driven motion, Cornwell and Houston formulated (Re_b) using the vapour generation mass flux at the heated surface and the tube diameter (Eq. 16):

$$Re_b = \frac{G_g d}{\mu_f} = \frac{qd}{\mu_f \cdot \Delta h_{lv}} \tag{16}$$

In this formulation, the term $\frac{q}{\Delta h_{lv}}$ represents the vapour generation mass flux. Therefore, increasing the imposed heat flux increases the vapour production rate and, consequently, the intensity of bubble-induced liquid motion near the heated surface. In contrast, higher liquid viscosity reduces Re_b, reflecting stronger viscous damping of this bubble-driven motion.

2.7. Effect of Local Pressure on Dimensionless Numbers at ONB

Fig. 3 presents the analysed dimensionless numbers as a function of the pressure ratio p_{total}/p_{triple}, where p_{total} is the total pressure acting on the heated tube and p_{triple} is the pressure at the triple point of water, equal to 0.61 kPa. Although only two vapour pressures were applied, P_v = 3 and 5 kPa, four pressure-ratio levels are obtained due to the different hydrostatic heads acting on the top and bottom tubes. For the top tube, the hydrostatic head corresponds to the base liquid level and to the additional liquid column of L_h = 20cm. For the bottom tube, the total pressure additionally includes the vertical distance between the tubes, resulting in an extra hydrostatic head of approximately 9 cm at the base liquid level and approximately 30 cm for the case with an additional 20 cm liquid column above the top tube.

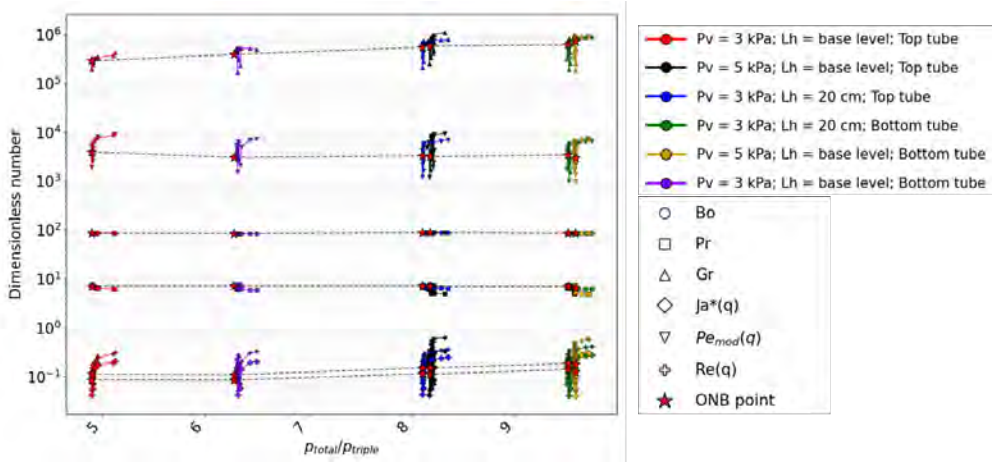


Fig. 3. Relationship between dimensionless numbers and the pressure ratio

The red star markers indicate the onset of nucleate boiling, ONB, identified from synchronized high-speed recordings as the onset of sustained bubble activity over consecutive frames, rather than as a single isolated first-bubble event. Table 2 provides supplementary information by listing the specific

values of the analysed dimensionless numbers at the ONB points. The horizontal grey dashed lines connect the ONB points for the corresponding cases. The ONB points fall within relatively narrow ranges of the corresponding dimensionless numbers; however, the present dataset is insufficient to define a general boundary between heat-transfer regimes.

For the present experimental conditions, the onset of nucleate boiling is observed at $Re_b \approx 0.11 – 0.19$. Since this parameter is related to vapour generation intensity, this may suggest that a higher local pressure requires a higher vapour-generation rate to initiate stable nucleate boiling. Therefore, Re_b may be useful for identifying the transition from convection-dominated heat transfer to stable vapour generation. However, this value should be treated as specific to the present geometry, pressure range, rather than as a universal threshold. A similar observation can be made for the modified Jakob number. The ONB points are located below unity. Thus, $Ja^* \approx 0.09 – 0.14$ may be interpreted as an approximate transition condition for the analysed low-pressure boiling cases.

In contrast, the Bond and Prandtl numbers remain relatively constant at ONB. The Bond number varies only slightly, within $Bo_{ONB} \approx 85.5 – 89.2$, indicating that the balance between buoyancy and surface tension is only weakly affected by the local pressure changes considered here. Similarly, Pr_{ONB} remains close to 6.5–7.2, because it is governed mainly by liquid thermophysical properties. Therefore, under the present experimental conditions, (Bo) and (Pr) do not provide a basis for drawing detailed conclusions regarding the onset of nucleate boiling.

Table 2. Dimensionless numbers evaluated at the onset of nucleate boiling, ONB, for different vapour pressures, liquid levels and tube positions.

	P_{total}, kPa	Bo_{ONB}	Pr_{ONB}	Gr_{ONB}	$Ja^*(q)_{ONB}$	$Pemod(q)_{ONB}$	$Re(q)_{ONB}$	q, kW/m^2
P_v = 3 kPa; L_h = base level; top tube.	3.00	87.5	7.1	2.9×10^5	0.09	3.95×10^3	0.11	11.1
P_v = 5 kPa; L_h = base level; top tube.	5.00	89.2	7.0	5.8×10^5	0.11	3.18×10^3	0.15	14.6
P_v = 3 kPa; L_h = 20 cm; top tube.	4.96	89.2	7.2	5.5×10^5	0.12	3.30×10^3	0.15	14.9
P_v = 3 kPa; L_h = 20 cm; bottom tube.	5.82	86.9	7.0	6.2×10^5	0.14	3.45×10^3	0.19	18.2
P_v = 5 kPa; L_h = base level; bottom tube.	5.86	86.9	6.5	7.2×10^5	0.12	3.01×10^3	0.18	16.1
P_v = 3 kPa; L_h = base level; bottom tube.	3.86	85.5	7.2	3.9×10^5	0.09	3.08×10^3	0.11	10.9

More pronounced variations are observed for the Grashof number and for the modified Peclet number. The Grashof number shows the strongest variation, increasing from approximately 2.9×10^5 to 7.2×10^5. However, this trend should not be attributed to local pressure alone, because Gr is also strongly affected by wall superheat and temperature-dependent liquid properties. The modified Peclet number also changes between the analysed cases, but it does not show a clear monotonic dependence on p_{total}.

2.8. Effect of Tandem Configuration on Dimensionless-Number Ratios

Fig. 4 presents the ratios of the analysed dimensionless numbers obtained for the top tube in the tandem configuration and for the corresponding single top tube. In addition to the dimensionless-number ratios, the x-axis also indicates the heat-flux ratio. Due to the design of the experimental facility, the measurements were performed according to the decreasing-subcooling protocol described in Section 1.2. As a result, the final experimental points were obtained at, or close to, saturation temperature. In the tandem configuration, the liquid in the evaporator reached this condition faster, which explains the difference in the final imposed heat-flux values between the tandem and single-tube cases. Therefore, the comparison is limited to the heat-flux range and data points available for the tandem configuration.

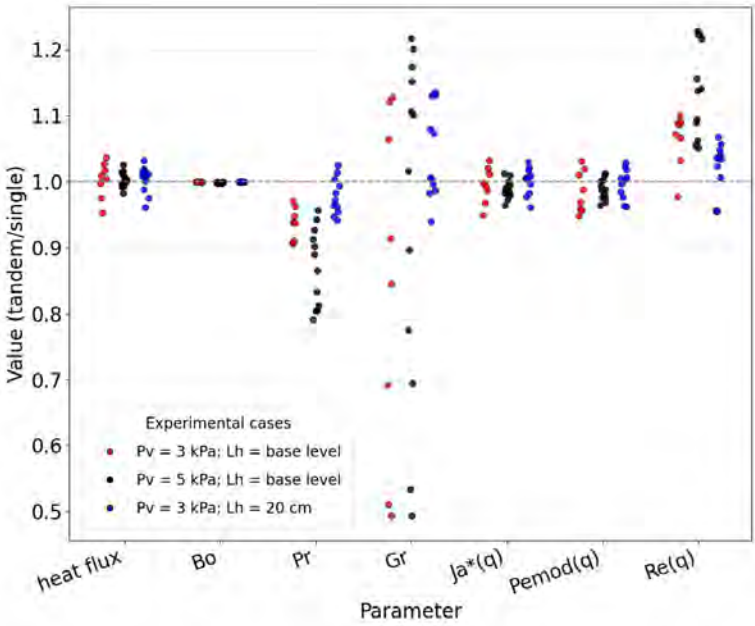


Fig. 4. Comparison of dimensionless number ratios between tandem and single-tube configurations

The Bond number, modified Jakob number and modified Peclet number do not show significant changes compared with boiling on the corresponding single top tube. For the modified Jakob and modified Peclet numbers, the observed variations are mainly related to differences in the imposed heat flux. In contrast, the Bond number remains almost unchanged because, for a fixed geometry, it depends only on the thermophysical properties, primarily the density difference and surface tension.

These properties change only slightly with the water temperature in the evaporator. Therefore, these parameters do not provide the main basis for interpreting the effect of the tandem configuration.

Among the analysed dimensionless numbers, the largest deviation from the single-tube case is observed for the Grashof-number ratio. For boiling on the top tube in the tandem configuration, this ratio decreases, in some cases by up to approximately one half at the base liquid level. This decrease results primarily from the lower wall-to-bulk temperature difference, $\Delta T_{wb} = T_{wall} - T_{liq}$, which directly enters the definition of the Grashof number. This interpretation is supported by the comparison of the wall-to-bulk temperature differences shown in Fig. 5. At the base liquid level, the tandem top tube exhibits a substantially lower ΔT_{wb} than the corresponding single top tube. For P_v = 3 kPa at the base liquid level, ΔT_{wb} for the single tube remains at approximately 8-9 K, whereas in tandem configuration it decreases to ≈ 3 K at q ≈ 18 kW/m². Similarly, for P_v = 5 kPa at the base liquid level, the single-tube value reaches around 15 K, while the corresponding tandem value decreases to 4 K at q ≈ 26 kW/m². For L_h = 20 cm and P_v = 3 kPa, this difference is much less pronounced. Since, for fixed geometry and fluid properties, Gr ~ ΔT_{wb}, the decrease in the Grashof-number ratio is mainly caused by the reduced wall-to-bulk temperature at higher heat fluxes. Therefore, the lower Grashof number in the tandem configuration should be interpreted as a consequence of enhanced heat transfer, rather than heat-transfer deterioration.

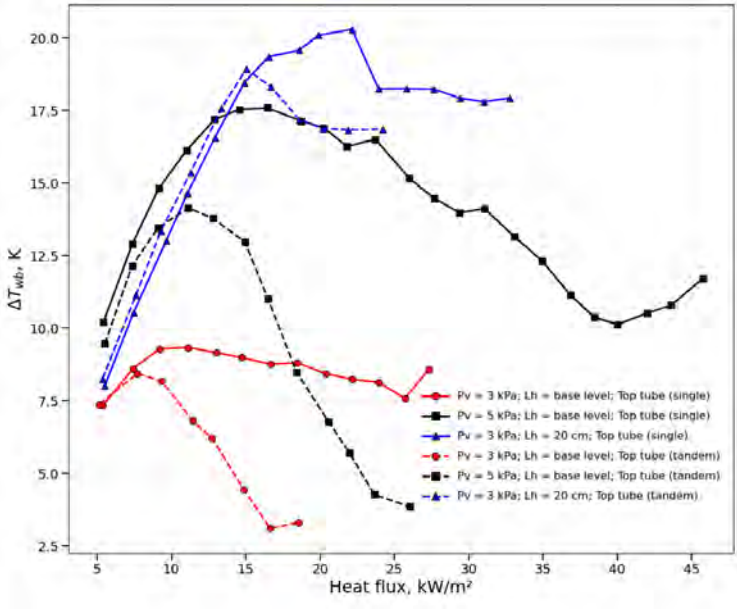


Fig. 5. Comparison of the wall-to-bulk temperature difference (ΔTwb) between the single-tube and tandem configurations, which governs the Grashof number

The Prandtl and Reynolds numbers also show changes, but their interpretation is different. These changes are mainly related to the liquid temperature reached during the decreasing-subcooling protocol. In the tandem configuration, fewer heat-flux steps are required to reach saturation or near-saturation conditions. As a result, for the final compared measurement points the liquid temperature in the evaporator is higher, which mainly affects the dynamic viscosity that appears in the Prandtl

number. Since the dynamic viscosity decreases with increasing temperature, the viscosity ratio between the tandem and single-tube cases decreases at the highest imposed heat-flux ratios. For the last measurement points, $\mu_{tandem}/\mu_{single}$ is approximately 0.8, which corresponds to the observed ratio of the analysed dimensionless numbers. The liquid specific heat and thermal conductivity remain practically unchanged; therefore, the variation is viscosity-driven. For the Reynolds number, the opposite tendency is observed. The Reynolds-number ratio exceeds unity, with an increase of more than 20%, also for P_v = 5 kPa at the base liquid level. Both the Prandtl and Reynolds numbers are sensitive to the liquid dynamic viscosity, but this property appears in their definitions in opposite ways. In the Prandtl number, μ is in the numerator, so the decrease in viscosity leads to a decrease in Pr_{tandem}/Pr_{single}. In contrast, in the Reynolds number, μ is in the denominator; therefore, the same decrease in viscosity results in an increase in Re_{tandem}/Re_{single}.

Conclusions

The ONB analysis indicates that Re_b and Ja* respond most clearly to the transition from convection-dominated heat transfer to nucleate boiling under the present conditions. However, because both numbers depend linearly on the imposed heat flux and convey strongly correlated information, they should be interpreted as two representations of the same heat-flux-dependent signal rather than as independent ONB indicators. This follows directly from the definitions, since $Ja^*/Re_b = Pr\cdot(L_c/d)$ varies only weakly over the present range, so that $Ja^* \approx const \cdot Re_b$. In contrast, Bo and Pr remain almost unchanged. The Grashof number primarily reflects variations in the wall-to-bulk temperature difference and temperature-dependent fluid properties, whereas Pe_{mod} is governed mainly by the imposed heat flux and thermophysical properties. The influence of the hydrostatic head is partly included in the local pressure acting on the tube. For example, for P_v = 3 kPa and an additional liquid column of L_h = 20cm, the hydrostatic contribution is around 2 kPa, so the local pressure near the tube approaches 5 kPa. This value is therefore comparable to the local pressure obtained for P_v = 5kPa at the base liquid level. However, these two cases should not be treated as equivalent. Although the total pressure acting on the tube is similar, the liquid temperature in the evaporator is governed by the vapour pressure. As a result, the case with P_v = 3kPa and L_h = 20cm is characterized by a lower liquid temperature than the case with P_v = 5kPa at the base level. Consequently, the local subcooling is governed by the combined effects of vapour pressure and hydrostatic head, and the observed boiling behaviour cannot be interpreted solely on the basis of local pressure.

Acknowledgements

This research was funded in whole or in part by the National Science Centre, Poland grant number 2021/43/B/ST8/00882. For the purpose of Open Access, the author has applied a CC-BY public copyright licence to any Author Accepted Manuscript (AAM) version arising from this submission.

Nomenclature

P	pressure (kPa)
L_h	liquid height (m)
q	heat flux ($kW \times m^{-2}$)
Q_{in}	heat supplied to the tube (W)
d	outer tube diameter (m)
l	heated length of the tube (m)

T	temperature (°C)
k	thermal conductivity of copper ($W \times m^{-1} \times K^{-1}$)
d_t	the diameter of the temperature sensors' distribution within the tube (m)
C_o	confinement number (-)
D_h	hydraulic diameter (m)
L_c	characteristic/capillary length (m)
σ	surface tension ($N \times m^{-1}$)
ρ	density (kg/m^3)
Δ	change/difference in a given quantity (-)
g	gravitational acceleration ($m \times s^{-2}$)
μ	dynamic viscosity of the liquid ($Pa \times s$)
cp	specific heat capacity of the liquid at constant pressure ($J \times kg^{-1} \times K^{-1}$)
λ	liquid thermal conductivity ($W \times m^{-1} \times K^{-1}$)
Δh_{lv}	latent heat of vaporization ($J \times kg^{-1}$)
α_v	volumetric thermal expansion coefficient (K^{-1})
v	kinematic viscosity of the liquid ($m^2 \times s^{-1}$)
$T_{wall,avg}$	average wall temperature of the heated tube (°C)
T_{sat}	saturation temperature (°C)
$T_{liq,avg}$	average liquid temperature in the evaporator (°C)
α	thermal diffusivity ($m^2 \times s^{-1}$)
p_{total}	total pressure acting on the heated tube (kPa)
p_{triple}	pressure at the triple point of water (kPa)

References

[1] Michaie, S., Rulliere, R., Bonjour, J. (2017). Experimental study of bubble dynamics of isolated bubbles in water pool boiling at subatmospheric pressures. Experimental Thermal and Fluid Science, 87, 117-128. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.04.030

[2] Wang, X., Liang, K., Xu, J., Wang, J., Chen, X. (2023). Experimental study on bubble dynamics and heat transfer of pool boiling at sub-atmospheric pressures. International Communications in Heat and Mass Transfer, 148, 107065. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.107065

[3] Wojtasik, K., Rulliere, R., Krolicki, Z., Zajaczkowski, B., Bonjour, J. (2020). Subcooled boiling regime map for water at low saturation temperature and subatmospheric pressure. Experimental Thermal and Fluid Science, 118, 110150. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110150

[4] Kaczmarek-Piastka, D., Halon, T., Zajaczkowski, B. (2026). Experimental study of pool boiling on tube bundles at 3 to 5 kPa. International Journal of Heat and Mass Transfer, 256, 127878. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127878

[5] Bell, I. H., Wronski, J., Quoilin, S., Lemort, V. (2014). Pure and pseudo-pure fluid thermophysical property evaluation and the open-source thermophysical property library CoolProp. Industrial & Engineering Chemistry Research, 53(6), 2498–2508. https://doi.org/10.1021/ie4033999; www.coolprop.org.

[6] Kim, J., Kim, M. H. (2006). On the departure behaviors of bubble at nucleate pool boiling. International Journal of Multiphase Flow, 32(10–11), 1269–1286. https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2006.06.010

[7] Sha, B. B., Mohanty, R. L., & Das, M. K. (2026). A critical analysis of correlations for saturated nucleate pool-boiling heat transfer over vertical tubes and tube bundles: Development of improved models. Progress in Nuclear Energy, 190. https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2025.105893
[8] Giraud, F., Tremeac, B. (2019). Influences of confinement on subatmospheric water vaporization phenomena in a vertical rectangular channel. International Journal of Heat and Mass Transfer, 145. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118725
[9] Adom, E., Islam, Z. S., Kew, P. (2010). Boiling heat transfer on the outside of a miniature diameter compact tube bundle. Newswood Ltd.: International Association of Engineers.
[10] Gui, M., Bi, Q., Zhu, G., Wang, J., & Wang, T. (2019). Experimental investigation on heat transfer performance of C-shape tube immerged in a water pool. *Nuclear Engineering and Design*, *346*, 220–229. https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.02.022
[11] Jin, L. W., Leong, K. C., & Pranoto, I. (2011). Saturated pool boiling heat transfer from highly conductive graphite foams. Applied Thermal Engineering, 31(14–15), 2685–2693. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2011.04.038
[12] Sateesh, G., Das, S. K., & Balakrishnan, A. R. (2005). Analysis of pool boiling heat transfer: Effect of bubbles sliding on the heating surface. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48(8), 1543–1553. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.10.033
[13] Hałon, T., Kaczmarek, D., Lada, W., & Zajączkowski, B. (2024). Subatmospheric pool boiling of water at very low liquid levels. Archives of Thermodynamics, 44(4), 447–461. https://doi.org/10.24425/ather.2023.149724
[14] Cornwell, K., & Houston, S. D. (1994). Nucleate pool boiling on horizontal tubes: A convection-based correlation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 37(SUPPL. 1), 303–309. https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)90031-0

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_22

Experimental investigation of condensation heat transfer in an additively manufactured minichannel heat exchanger

KATARZYNA CHLISZCZ[1], WALDEMAR KUCZYŃSKI[2]

[1,2] Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Energetyki
ul. Śniadeckich 2, 75-453 Koszalin
[1] e-mail: katarzyna.chliszcz@tu.koszalin.pl

Key words: heat exchanger, additive manufacturing, refrigerants, minichannel, condensation

The increasing demand for environmentally friendly refrigeration systems has accelerated the development of low-global-warming-potential (low-GWP) refrigerants and compact heat exchangers characterized by reduced refrigerant charge and high thermal efficiency. At the same time, the complex geometry of compact minichannel heat exchangers creates significant manufacturing challenges that can be addressed using additive manufacturing technologies. The aim of this study was to experimentally investigate the condensation performance of refrigerants R134a, R1234yf and R1234ze(E) in a compact minichannel heat exchanger manufactured from 316L stainless steel using Selective Laser Melting (SLM). Prior to thermal testing, the manufacturing quality of the heat exchanger was evaluated by means of computed tomography, metallographic analysis, surface roughness measurements and dimensional inspections. Condensation experiments were performed for refrigerant mass flow rates ranging from 8 to 12 kg/h and cooling-water mass flow rates ranging from 20 to 60 kg/h. Based on the obtained data, the heat transfer rate, refrigerant-side heat transfer coefficient and overall heat transfer coefficient were determined. The results showed that the refrigerant-side heat transfer coefficients of R1234yf and R1234ze(E) were on average 10.3% and 11.7% lower, respectively, than those obtained for R134a. However, the corresponding reductions in the overall heat transfer coefficient were limited to approximately 2.8% and 3.1%. The obtained results demonstrate that both R1234yf and R1234ze(E) can be considered promising low-GWP alternatives to R134a in compact minichannel heat exchangers manufactured using additive technologies. Furthermore, the study confirms the potential of SLM for the fabrication of advanced heat exchangers intended for refrigeration and heat pump applications.

Introduction

In recent years, the refrigeration, air-conditioning, and heat pump sectors have undergone significant changes driven by the need to improve energy efficiency and reduce the environmental impact of thermal systems. A key factor in this transition is the gradual phase-out of refrigerants with high global warming potential (GWP), including the widely used refrigerant R134a, which has a GWP value of 1430. In response to increasingly stringent environmental regulations and greenhouse gas emission reduction targets, considerable efforts have been devoted to the development and implementation of more environmentally friendly refrigerants. Among the most promising alternatives are hydrofluoroolefins (HFOs), particularly the isomers R1234yf and R1234ze(E), which exhibit very low GWP values of 4 and 6, respectively. Owing to their thermodynamic properties similar to those of R134a and their significantly lower environmental impact, these refrigerants are currently regarded as some of the most promising replacements for R134a [1], [2].

The thermal-hydraulic performance of HFO refrigerants has been extensively investigated in small-diameter channels. Particular attention has been devoted to comparing their condensation characteristics with those of the widely used refrigerant R134a. Del Col et al. reported that, during condensation in a minichannel with an inner diameter of 0.96 mm, R1234yf exhibited pressure drops approximately 10–12% lower than those of R134a. However, the condensation heat transfer coefficient of R1234yf was about 15% lower at a mass flux of 200 kg/m²·s and up to 30% lower at 800 kg/m²·s [3]. Similar trends were observed by Wang et al., who found that the heat transfer coefficients of R1234yf were slightly lower than those of R134a over the entire range of operating conditions investigated [4]. Yang and Nalbandian further demonstrated that the differences between these refrigerants were also influenced by the flow pattern. At high vapor qualities, the heat transfer coefficients obtained for R134a were higher than those of R1234yf, whereas at low vapor qualities both refrigerants exhibited comparable heat transfer performance [5].

Del Col et al. reported that the condensation heat transfer coefficient of R1234ze(E) was comparable to that of R134a and higher than that obtained for R1234yf [6]. However, the authors indicated that, to achieve the same heat transfer capacity, the required heat transfer area for R1234ze(E) was approximately 25% larger than that for R134a. Agarwal et al. further demonstrated that, despite exhibiting heat transfer characteristics similar to those of R134a, R1234ze(E) may generate higher pressure drops, which should be taken into account when considering its application as a drop-in replacement [7]. Li et al. observed slightly lower heat transfer coefficients for R1234ze(E) compared to R134a [8], whereas Liu et al. confirmed the significant influence of channel geometry on condensation performance, reporting more favorable heat transfer characteristics in channels with a square cross-section than in circular channels [9].

The available literature indicates that both R1234yf and R1234ze(E) can be considered effective alternatives to R134a. Nevertheless, their thermal-hydraulic performance is strongly dependent on the operating conditions and the geometry of the flow channels.

Despite their favorable environmental properties, R1234yf and R1234ze(E) are classified as A2L refrigerants, characterized by low toxicity and mild flammability. Consequently, one of the key trends in the development of modern refrigeration and heat pump systems is the reduction of refrigerant charge while maintaining high thermal performance. Achieving this objective requires the use of compact heat exchangers with a high heat transfer surface area density.

Among compact heat exchangers, minichannel designs have attracted particular attention due to their favorable thermal-hydraulic characteristics, making them one of the most promising directions in the development of advanced heat transfer equipment. Owing to the small hydraulic diameters of the flow channels, minichannel heat exchangers provide a very high heat transfer surface area-to-volume ratio. This results in enhanced heat transfer performance, improved system efficiency, and a reduction in the refrigerant charge required within the system. In refrigeration and heat pump applications, these advantages are particularly important from the perspectives of both energy efficiency and environmental sustainability [10], [11].

Despite their high thermal performance, the further development of minichannel heat exchangers is constrained by the limitations of conventional manufacturing techniques. Processes such as milling, drilling, casting, and brazing make it difficult to fabricate complex flow channel geometries and heat transfer enhancement structures, particularly at small scales. As a result, the design of advanced heat

exchangers is often restricted by the technological capabilities of traditional manufacturing methods rather than by thermal or hydraulic performance requirements [12].

An alternative approach is offered by Additive Manufacturing (AM), which enables the fabrication of components directly from digital models through the layer-by-layer deposition of material. The rapid development of this technology has significantly influenced the design and development of heat exchangers, opening new possibilities for tailoring heat transfer surfaces and flow structures. Additive manufacturing enables the controlled formation of surface roughness, fabrication of mini- and microchannels, integration of heat transfer enhancement features and flow-disturbing elements, as well as the production of complex cellular structures. As a result, heat transfer can be intensified while maintaining compact device dimensions and minimizing pressure losses [13–15].

Among additive manufacturing technologies, Laser Powder Bed Fusion (LPBF) has attracted particular attention due to its capability to produce metallic heat exchangers with complex internal geometries and high dimensional accuracy. The application of LPBF enables the design and fabrication of flow channels with geometries that are difficult or impossible to manufacture using conventional techniques, thereby providing additional opportunities for heat transfer enhancement and performance improvement in compact heat exchangers.

The capabilities of additive manufacturing technologies have been demonstrated in numerous studies on heat exchangers. Ventola et al. showed that the inherent surface roughness characteristic of components produced by Direct Metal Laser Sintering (DMLS) can increase the heat transfer coefficient by up to 73% compared to conventionally machined surfaces [16]. Rastan et al. incorporated vortex generators into additively manufactured minichannel heat exchangers and achieved up to a threefold enhancement in convective heat transfer performance [17]. Shaeri et al. utilized additive manufacturing to fabricate a condenser equipped with three-dimensional pin-fin structures, resulting in improved thermal performance while simultaneously reducing the overall weight of the device [18].

Further studies conducted by Arie et al. [19], Zhang et al. [20], and Dixit et al. [21] highlighted the considerable potential of heat exchangers incorporating mini- and microchannels as well as Triply Periodic Minimal Surface (TPMS) structures. These designs provide a highly developed heat transfer surface and favorable flow characteristics, making them particularly attractive for compact heat exchanger applications.

Despite the growing number of studies devoted to additively manufactured heat exchangers, most of the available research has focused on single-phase flow applications or on the manufacturing feasibility of complex heat transfer structures. Considerably less attention has been paid to phase-change heat transfer processes occurring in practical minichannel heat exchangers fabricated using LPBF technology. In particular, experimental data on the condensation of modern HFO refrigerants in such heat exchangers remain scarce. There is still a lack of studies providing a comprehensive assessment of the thermal performance of compact LPBF-manufactured heat exchangers during the condensation of R1234yf and R1234ze(E), as well as direct comparisons with the widely used refrigerant R134a.

1. Experimental Methods

1.1. Scope of the study

The objective of the present study was to experimentally investigate the condensation performance of R1234yf and R1234ze(E) refrigerants in a compact minichannel heat exchanger manufactured from 316L stainless steel using Laser Powder Bed Fusion (LPBF) technology. The influence of flow parameters on the heat transfer rate, refrigerant-side and water-side heat transfer coefficients, and the overall heat transfer coefficient was analyzed. The obtained results were compared with those of R134a, which served as a reference refrigerant for evaluating the applicability of HFO refrigerants in compact heat exchangers manufactured using additive technologies.

1.2. Compact Heat Exchanger Manufactured Using SLM Technology

For the purpose of the experimental investigations, a compact minichannel heat exchanger was designed specifically for condensation studies of refrigerants. The exchanger geometry was developed taking into account both the capabilities of additive manufacturing technologies and the requirements associated with experimental measurements. The overall dimensions of the heat exchanger were 90 × 81 × 21 mm. The core of the exchanger consisted of an array of circular minichannels with a hydraulic diameter of 2.5 mm, separated by walls 1 mm thick.

In addition, a series of measurement ports was incorporated into one of the external walls to accommodate thermocouples at selected measurement locations. This arrangement enabled the determination of the wall temperature distribution along the length of the heat exchanger and the evaluation of heat transfer characteristics during the condensation process. A CAD model of the designed heat exchanger is presented in Fig. 1.

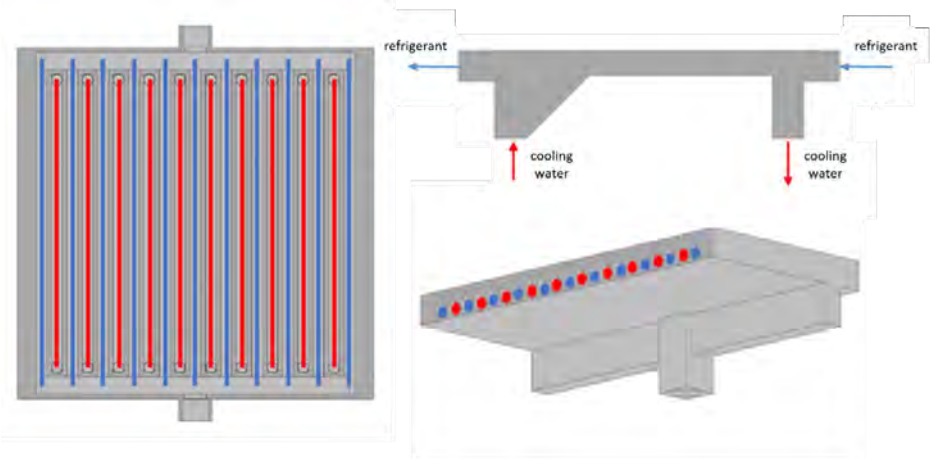


Figure 1. CAD model of the compact minichannel heat exchanger

The designed heat exchanger was fabricated from 316L stainless steel using Selective Laser Melting (SLM), a manufacturing process belonging to the Laser Powder Bed Fusion (LPBF) family. A photograph of the fabricated heat exchanger is presented in Fig. 2. Geometrical inspection revealed a high level of agreement between the manufactured component and the original design.

Visual examination did not reveal any macroscopic defects, such as cracks, delamination, or material discontinuities.

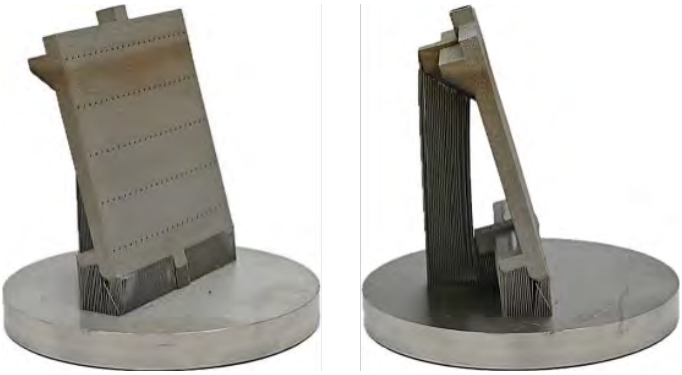


Figure 2. SLM-manufactured compact minichannel heat exchanger with support structures

To evaluate the manufacturing quality of the heat exchanger, computed tomography (CT) analysis was performed. Representative results of the tomographic examination are presented in Fig. 3. The CT scans confirmed complete permeability of all minichannels and the absence of unmelted powder particles trapped within the internal structure. Only a local surface deformation was observed in a small region of the heat exchanger. This defect was most likely caused by insufficient support during the SLM fabrication process. However, the observed deformation did not affect the leak-tightness or functionality of the heat exchanger.

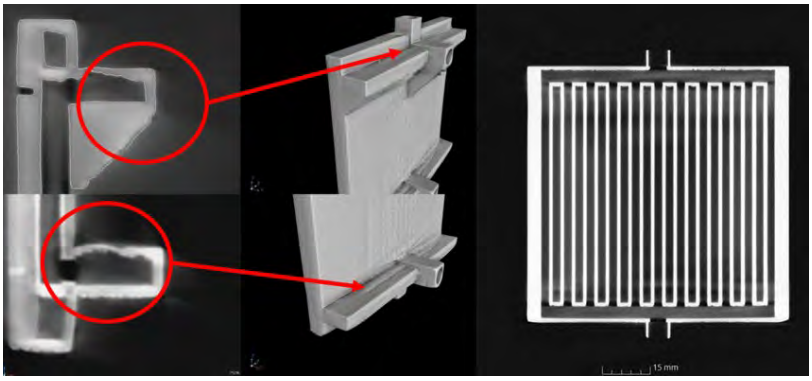


Figure 3. Computed tomography (CT) analysis of the fabricated heat exchanger: cross-sectional view and verification of minichannel permeability

The computed tomography data were also used to assess the actual geometry of the flow channels. A comparison between the reconstructed channel cross-sections and the nominal CAD model revealed an average hydraulic diameter of 2.5914 ± 0.0914 mm, confirming the high dimensional accuracy of the fabricated geometry. The CT analysis further verified the continuity of the flow channels along the entire length of the heat exchanger.

In addition, metallographic examinations were conducted to evaluate the quality of the fabricated material. Microstructural analysis did not reveal any significant manufacturing defects. In particular, no lack-of-fusion defects were observed. These results indicate that the selected SLM process parameters provided stable melting conditions and ensured an adequate level of material densification.

Surface roughness is another important parameter affecting heat transfer processes in minichannel heat exchangers. Therefore, the roughness of the internal channel surfaces was evaluated. The average values of the roughness parameters were determined as Ra = 11.11 ± 1.63 µm and Rz = 74.98 ± 11.13 µm [13]. These values are typical of surfaces produced using SLM technology and may contribute to heat transfer enhancement during refrigerant flow by promoting flow disturbances and increasing the effective heat transfer area.

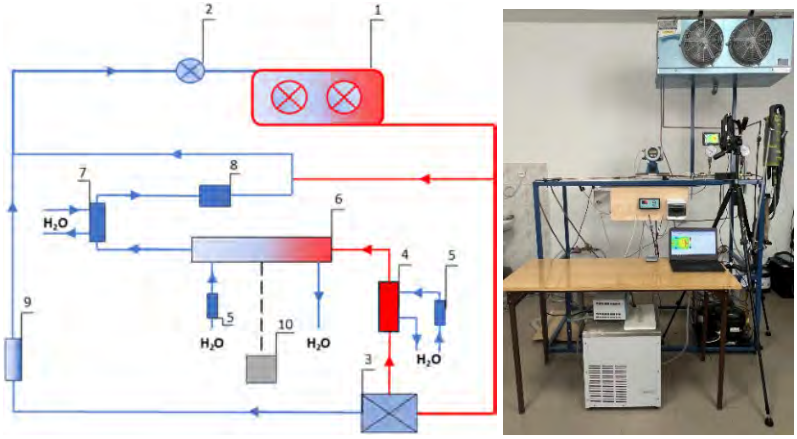
The conducted investigations confirmed the feasibility of manufacturing compact minichannel heat exchangers using Selective Laser Melting while maintaining the required geometric and material quality. The high level of agreement with the CAD model, complete channel permeability verified by computed tomography, absence of significant structural defects, and satisfactory surface characteristics demonstrated the suitability of the fabricated heat exchanger for further experimental investigations of refrigerant condensation processes.

1.3. Experimental setup

The fabricated heat exchanger was installed in the test section of an experimental facility located in the Department of Energy Engineering, Faculty of Mechanical Engineering and Energy, Koszalin University of Technology (Fig. 4b). A schematic diagram of the experimental setup is presented in Fig. 4a. The driving component of the refrigeration loop was a single-stage condensing unit. The compressor drew refrigerant vapor leaving the evaporator and, after compression, delivered it to the condenser integrated within the condensing unit. After condensation, the refrigerant was expanded through a thermostatic expansion valve and returned to the evaporator, thereby completing the refrigeration cycle. A portion of the high-pressure refrigerant stream was extracted upstream of the condenser and directed to a water-cooled pre-condenser. Subsequently, the refrigerant entered the test section containing the investigated compact heat exchanger, where the condensation process was studied under controlled operating conditions.

The test section consisted of a thermally insulated compact heat exchanger manufactured using LPBF technology. Within the heat exchanger, refrigerant condensation took place in minichannels arranged alternately with channels carrying cooling water in a counterflow configuration.

During the preliminary experimental investigations, the temperature distribution on the heat exchanger surface was monitored using a Testo thermal imaging camera. The obtained thermograms were used to assess the uniformity of refrigerant distribution among the minichannels and to determine the operating parameter range adopted for the main experimental campaign.



Rysunek 4. a) Schematic diagram of the measuring station (1 - evaporator, 2 – thermostatic expansion valve, 3 - chiller, 4 - pre-exchanger, 5 - rotameter, 6 - measuring section, 7 - subcooler, 8 - refrigerant flow meter, 9 - sight glass, 10 - data archiving system), b) photograph of the experimental facility

During the main experimental ivestigations, the wall temperatures of the heat exchanger were measured using K-type thermocouples installed in dedicated measurement ports. Five measurement locations were distributed along each wall separating the refrigerant channels, whereas three measurement locations were installed along each wall adjacent to the cooling-water channels. This arrangement enabled the determination of the wall temperature distribution along the length of the heat exchanger and the evaluation of local heat transfer characteristics.

In addition, the cooling-water temperature was measured at both the inlet and outlet of the heat exchanger, allowing the heat transfer rate to be determined from an energy balance on the water side. The refrigerant mass flow rate was measured using a Coriolis flow meter, while the pressure was monitored by means of piezoresistive pressure transducers. Signals from all measuring devices were acquired using a data acquisition system operating with DASYLab software, which enabled continuous monitoring of the experimental facility and the recording of measurement data for subsequent analysis.

The measuring instruments used in the study, together with their measurement ranges and accuracies, are summarized in Table 1.

Table 1. Uncertainly of measuring devices

Measured variable	Device	Measuring range	Measuring range
Refrigerant mass flow	Coriolis effect mass flow meter	0–450 kg·h^{-1}	±0.15%
Absolute pressure	Piezoresistive sensor	0–25 bar	±0.05%
K-type thermocouple	TP-201K-1B-100	−40 to +475 °C	±0.2 K

1.4. Preliminary Investigations

Preliminary investigations were conducted using a thermal imaging camera in order to establish the operating parameter range for the main experimental investigations. The temperature distributions recorded on the surface of the heat exchanger were used to assess the refrigerant distribution among the minichannels and the effectiveness of heat removal by the cooling water. Particular attention was paid to identifying operating conditions that ensured uniform refrigerant distribution throughout the heat exchanger and stable heat transfer performance. Representative thermograms obtained during the preliminary investigations are presented in Fig. 5.

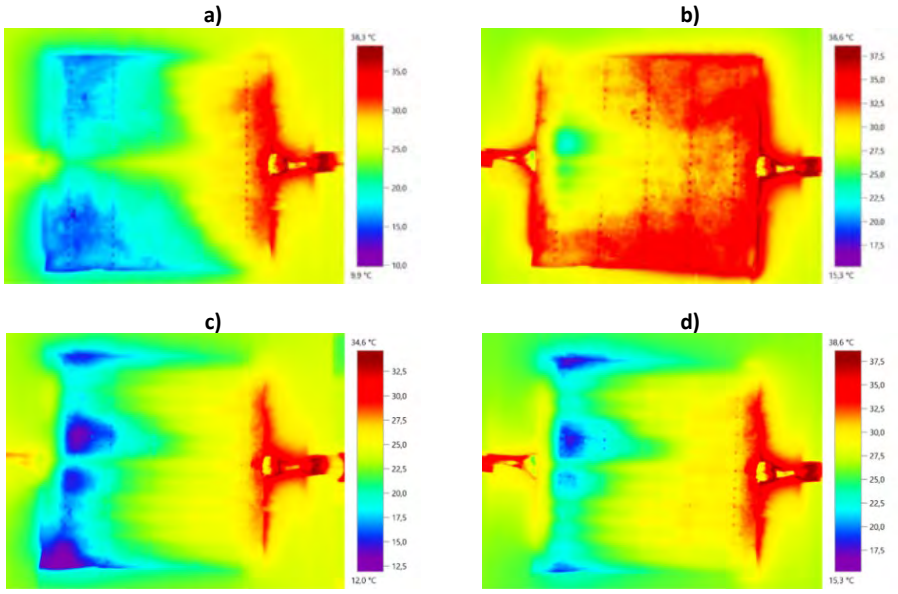


Figure 5. Representative thermograms of the minichannel heat exchanger surface obtained during the preliminary investigations for different refrigerant and cooling-water mass flow rates: a) $\dot{m}_R$ = 6 kg/h, $\dot{m}_{H_2O}$ = 10 kg/h, b) $\dot{m}_R$ = 12 kg/h, $\dot{m}_{H_2O}$ = 10 kg/h, c) $\dot{m}_R$ = 8 kg/h, $\dot{m}_{H_2O}$ = 20 kg/h, d) $\dot{m}_R$ = 12 kg/h, $\dot{m}_{H_2O}$ = 60 kg/h.

For the lowest refrigerant mass flow rate investigated ($\dot{m}_R$ = 6 kg/h), a distinctly non-uniform temperature distribution was observed on the heat exchanger surface. Several regions exhibited significantly lower temperatures than the surrounding areas, indicating an uneven distribution of refrigerant among the flow channels. As the refrigerant mass flow rate increased, the temperature distribution became progressively more uniform, suggesting improved refrigerant distribution and more effective utilization of the available heat transfer surface.

The thermographic analysis also provided insight into the influence of the cooling-water mass flow rate on heat removal performance. An increase in the cooling-water mass flow rate resulted in a decrease in the surface temperature of the heat exchanger and more pronounced temperature gradients along the flow direction, indicating enhanced heat transfer between the refrigerant and the cooling water.

Based on the results of the preliminary investigations, the refrigerant mass flow rate range adopted for the main experimental investigations was 8–12 kg/h, while the cooling-water mass flow rate range was set to 20–60 kg/h. These operating conditions ensured stable operation of the experimental facility and effective utilization of the heat transfer surface of the investigated heat exchanger.

1.5. Data reduction

The heat transfer rate of the heat exchanger Q was determined from an energy balance on the water side and calculated using Eq. (1):

$$\dot{Q} = \dot{m}_{H_2O} \cdot c_{p,H_2O} \cdot (T_{H_2O,out} - T_{H_2O,in}) \tag{1}$$

where: $\dot{Q}$ – heat transfer rate [W], $\dot{m}_{H_2O}$– cooling-water mass flow rate [kg/s], c_{p,H_2O}– specific heat capacity of water [J/(kg·K)], $T_{H_2O,in}$– cooling-water inlet temperature [°C], $T_{H_2O,out}$– ooling-water outlet temperature [°C].

The water-side heat transfer coefficient α_{H_2O}, was determined using Eq. (2):

$$\alpha_{H_2O} = \frac{Nu \cdot \lambda_l}{d_i} \tag{2}$$

where: α_{H_2O} – water-side heat transfer coefficient [W/(m²·K)], Nu– Nusselt number [-], λ_{H_2O}– thermal conductivity of water [W/(m·K)], d_i– inner diameter of the water channel [m].

The refrigerant-side heat transfer coefficient α_R , was determined using Eq. (3):

$$\alpha_R = \frac{\dot{Q}_R}{A \cdot (T_S - T_{i_{śr}})} \tag{3}$$

where: α_R – refrigerant-side heat transfer coefficient [W/(m²·K)], $\dot{Q}_R$– heat transfer rate released by the refrigeran [W], A– heat transfer area on the refrigerant side [m²], T_s– saturation temperature of the refrigerant [°C], $T_{i_{śr}}$– average wall temperature on the refrigerant side [°C].

The saturation temperature of the refrigerant and its thermophysical properties were determined based on the average pressure in the condensation zone using REFPROP software.

The overall heat transfer coefficient was calculated by considering the thermal resistances associated with heat transfer on the refrigerant and cooling-water sides, as well as the conduction resistance through the heat exchanger wall, according to Eq. (4):

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_R} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{H_2O}}} \tag{4}$$

where: k– overall heat transfer coefficient [W/(m²·K)], α_R– refrigerant-side heat transfer coefficient [W/(m²·K)], α_{H_2O}– water-side heat transfer coefficient [W/(m²·K)], δ– wall thickness separating the two fluids [m], λ – thermal conductivity of the wall material [W/(m·K)].

Since the heat exchanger was manufactured from 316L stainless steel powder, a thermal conductivity value of $\lambda = 15$ W/(m·K) was assumed for the wall material in the calculations.

2. Results and Discussion

2.1. Heat Transfer Rate

The heat transfer rate is one of the key parameters used to evaluate the thermal performance of a heat exchanger and its ability to transfer energy between the working fluids. Its value depends on the flow conditions, thermophysical properties of the fluids, and the temperature difference between the refrigerant and cooling-water streams. To assess the performance of the investigated heat exchanger, the influence of selected operating parameters on the heat transfer rate was analyzed, with particular emphasis placed on the effects of refrigerant and cooling-water mass flow rates.

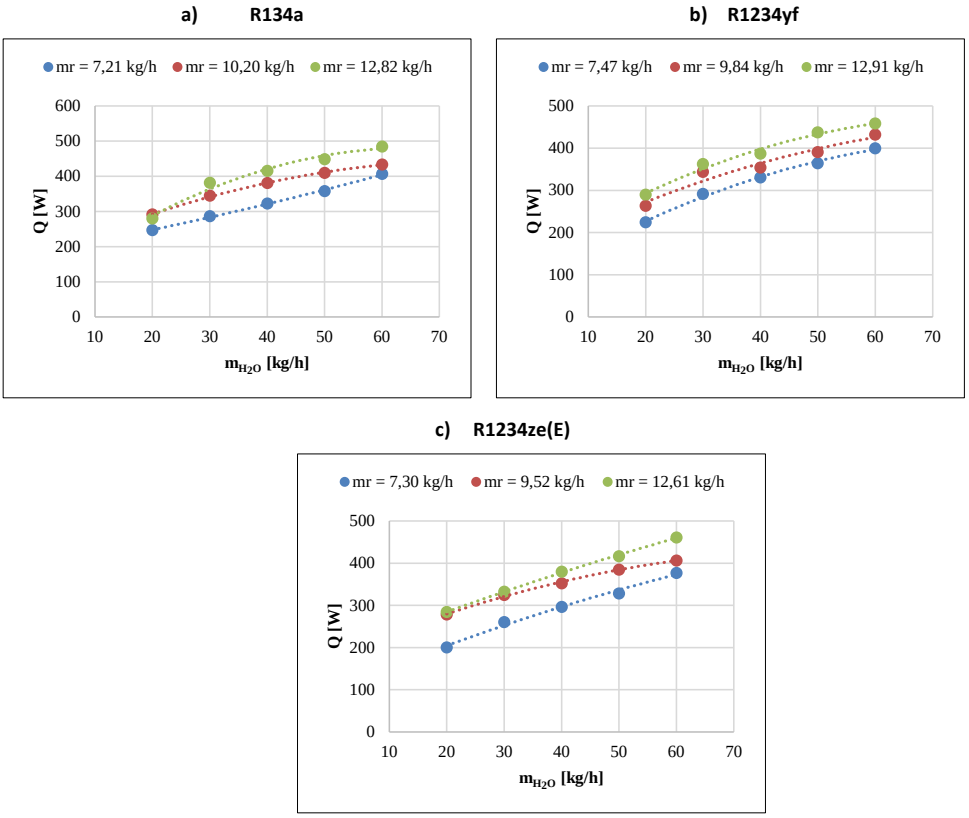


Figure 6. Effect of cooling-water mass flow rate on the heat transfer rate of the heat exchanger for different refrigerant mass flow rates: (a) R134a, (b) R1234yf, and (c) R1234ze(E).

The heat transfer rate is a fundamental parameter characterizing the ability of a heat exchanger to transfer energy between the condensing refrigerant and the cooling water. Figure 6 illustrates the influence of refrigerant and cooling-water mass flow rates on the heat transfer rate of the investigated heat exchanger.

For all refrigerants investigated, the heat transfer rate increased with increasing cooling-water and refrigerant mass flow rates. An increase in the cooling-water mass flow rate enhanced heat removal

from the heat exchanger, whereas a higher refrigerant mass flow rate increased the amount of energy released during the condensation process. Consequently, the highest heat transfer rates were obtained at the highest values of both operating parameters considered in this study.

The trends observed for the three refrigerants were similar, indicating stable operation of the heat exchanger throughout the investigated range of operating conditions. Nevertheless, differences associated with the thermophysical properties of the refrigerants were observed. Compared with R134a, the heat transfer rate obtained for R1234yf was on average approximately 3% lower, whereas for R1234ze(E) it was approximately 8% lower.

2.2. Water-Side Heat Transfer Coefficient

The water-side heat transfer coefficient is an important parameter affecting the overall thermal performance of the investigated heat exchanger. Its value is primarily governed by the flow conditions of the cooling water and reflects the intensity of convective heat transfer between the channel wall and the flowing fluid.

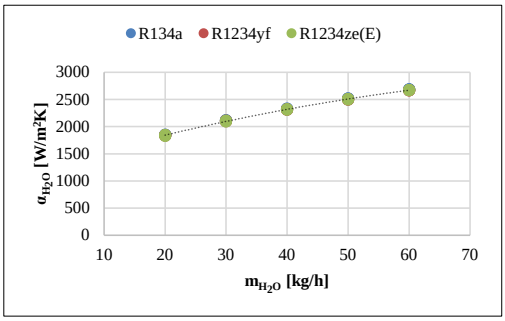


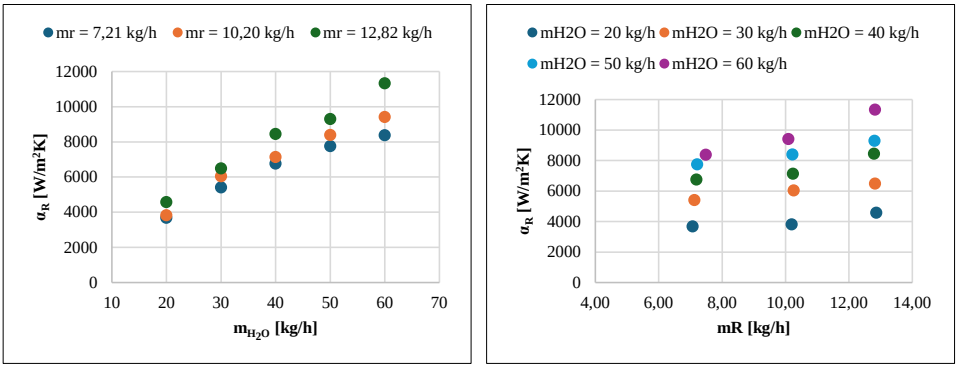
Figure 7. Water-side heat transfer coefficient α_{H2O} as a function of the cooling-water mass flow rate.

Figure 7 presents the water-side heat transfer coefficients determined for the investigated operating conditions. For all cases analyzed, the heat transfer coefficient increased with increasing cooling-water mass flow rate. Within the investigated range, the values of α_{H2O} varied from approximately 1900 W/(m²·K) to 2800 W/(m²·K). This increase was associated with higher water velocities in the channels, leading to an increase in both the Reynolds and Nusselt numbers and, consequently, enhanced convective heat transfer between the channel wall and the cooling water. No significant influence of refrigerant type on the water-side heat transfer coefficient was observed. For identical flow conditions, nearly identical values of α_{H2O} were obtained for R134a, R1234yf, and R1234ze(E). This behavior is expected, since the water-side heat transfer coefficient is governed primarily by the flow conditions and thermophysical properties of the cooling water, which remained unchanged throughout the experimental investigations.

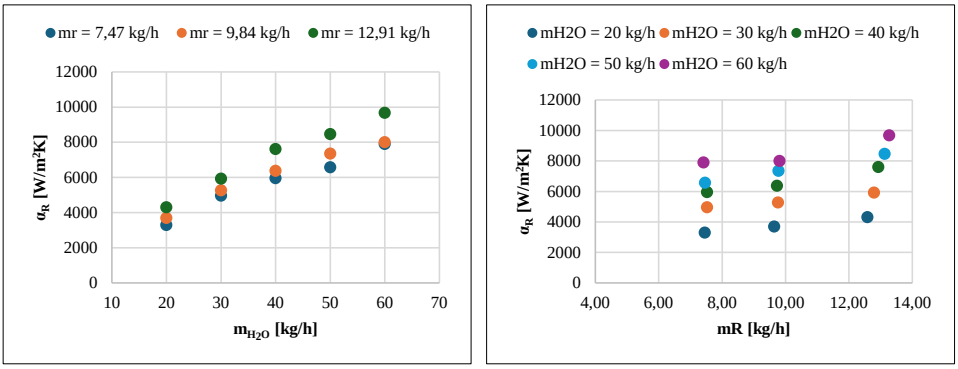
2.3. Refrigerant-Side Heat Transfer Coefficient

The refrigerant-side heat transfer coefficient is one of the most important parameters characterizing the intensity of the condensation process. Figure 8 illustrates the influence of refrigerant and cooling-water mass flow rates on the refrigerant-side heat transfer coefficient for the refrigerants investigated.

a) R134a



b) R1234yf



c) R1234ze(E)

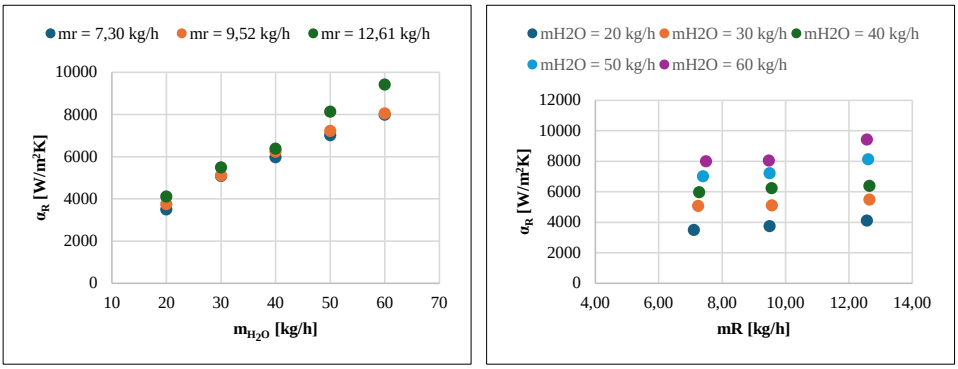


Figure 8. Effect of cooling-water mass flow rate (left) and refrigerant mass flow rate (right) on the refrigerant-side heat transfer coefficient for: (a) R134a, (b) R1234yf, and (c) R1234ze(E).

The refrigerant-side heat transfer coefficient is one of the key parameters characterizing the intensity of the condensation process. Figure 8 presents the influence of cooling-water and refrigerant mass flow rates on the refrigerant-side heat transfer coefficient for the refrigerants investigated.

For all refrigerants, an increase in the cooling-water mass flow rate resulted in higher values of the refrigerant-side heat transfer coefficient. Enhanced heat removal on the water side increased the heat flux transferred during condensation, leading to an increase in the refrigerant-side heat transfer coefficient.

An even stronger effect was observed with increasing refrigerant mass flow rate. Higher refrigerant flow rates intensified the condensation process, resulting in a noticeable increase in the heat transfer coefficient. The highest values were obtained at the maximum refrigerant and cooling-water mass flow rates investigated.

A comparison of the refrigerants revealed that the highest heat transfer coefficients were consistently obtained for R134a. The values determined for R1234yf and R1234ze(E) were, on average, approximately 10.3% and 11.7% lower, respectively. These differences were observed throughout the entire range of operating conditions investigated.

The lower heat transfer coefficients obtained for the HFO refrigerants can be attributed to differences in their thermophysical properties under condensation conditions. In particular, thermal conductivity, viscosity, and liquid-phase density affect heat transport through the condensate film and, consequently, the condensation heat transfer performance.

2.4. Overall Heat Transfer Coefficient

The overall heat transfer coefficient accounts for all thermal resistances involved in the heat transfer process, including the refrigerant-side and water-side heat transfer resistances as well as the conduction resistance through the wall separating the two fluids. Therefore, it represents the most comprehensive parameter for evaluating the thermal performance of the investigated heat exchanger.

Figure 9 presents the variation of the overall heat transfer coefficient with cooling-water mass flow rate for different refrigerant mass flow rates. For all refrigerants investigated, the overall heat transfer coefficient increased with increasing mass flow rates of both the cooling water and the refrigerant. This behavior resulted from the increase in heat transfer coefficients on both sides of the heat transfer surface and the corresponding reduction in the overall thermal resistance of the heat exchanger.

In contrast to the refrigerant-side heat transfer coefficient, the differences among the investigated refrigerants were relatively small. The average values of the overall heat transfer coefficient obtained for R1234yf and R1234ze(E) were only approximately 2.8% and 3.1% lower, respectively, than those measured for R134a.

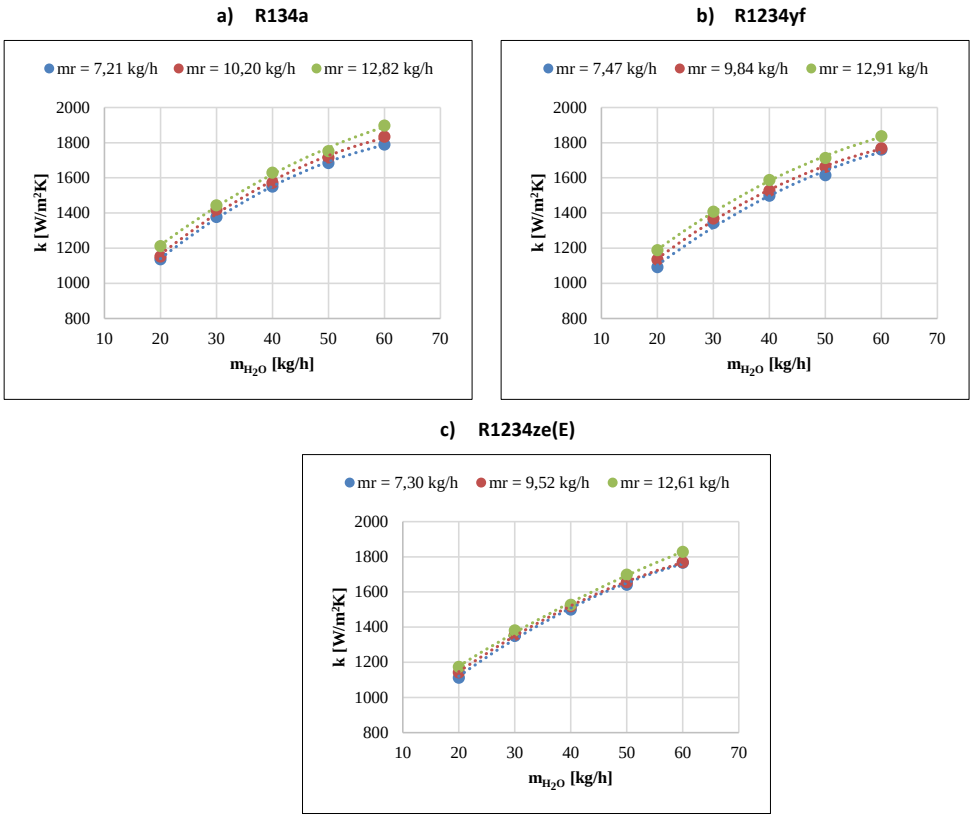


Figure 9. Effect of cooling-water mass flow rate on the overall heat transfer coefficient for different refrigerant mass flow rates: (a) R134a, (b) R1234yf, and (c) R1234ze(E).

The obtained results indicate that, despite the lower condensation heat transfer coefficients of the HFO refrigerants, their impact on the overall heat transfer performance of the investigated heat exchanger is limited. Consequently, both R1234yf and R1234ze(E) can be considered effective alternatives to R134a in condensation applications, providing comparable overall heat transfer performance while significantly reducing the environmental impact associated with refrigerant use.

Conclusion

Based on the experimental investigations of the condensation of R134a, R1234yf, and R1234ze(E) in a compact minichannel heat exchanger manufactured from 316L stainless steel using additive manufacturing technology, the following conclusions can be drawn:

1. SLM technology enabled the fabrication of a compact minichannel heat exchanger with a complex internal geometry that met the design requirements in terms of dimensional accuracy, channel permeability, and manufacturing quality.
2. For all refrigerants investigated, increasing the refrigerant and cooling-water mass flow rates resulted in higher heat transfer rates and enhanced heat transfer performance.

3. The highest refrigerant-side heat transfer coefficients were obtained for R134a. The values determined for R1234yf and R1234ze(E) were, on average, approximately 10.3% and 11.7% lower, respectively.
4. Despite the lower refrigerant-side heat transfer coefficients of the HFO refrigerants, the differences in the overall heat transfer coefficient were relatively small, averaging approximately 2.8% for R1234yf and 3.1% for R1234ze(E) compared with R134a.
5. The obtained results indicate that R1234yf and R1234ze(E) are promising alternatives to R134a for use in compact minichannel heat exchangers manufactured using additive technologies. Although slightly lower heat transfer performance was observed, the differences were relatively small, while the environmental impact associated with refrigerant use can be significantly reduced due to the very low GWP values of the HFO refrigerants.

References

[1] T. J. Leck, “New high performance Low GWP refrigerants for stationary AC and refrigeration,” in International Refrigeration and Air Conditioning Conference, 2010.

[2] M. W. Spatz, A. Sethi, and S. F. Yana Motta, “Latest Developments of Low Global Warming Refrigerants for Chillers,” 2012.

[3] D. Del Col, D. Torresin, and A. Cavallini, “Heat transfer and pressure drop during condensation of the low GWP refrigerant R1234yf,” International Journal of Refrigeration, vol. 33, no. 7, pp. 1307–1318, Nov. 2010, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2010.07.020.

[4] L. Wang, C. Dang, and E. Hihara, “Experimental study on condensation heat transfer and pressure drop of low GWP refrigerant HFO1234yf in a horizontal tube,” International Journal of Refrigeration, vol. 35, no. 5, pp. 1418–1429, Aug. 2012, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2012.04.006.

[5] H. Nalbandian, C. Y. Yang, and K. T. Chen, “Effect of channel size and shape on condensation heat transfer of refrigerants HFO-1234yf and HFC-134a in rectangular microchannels,” Int. J. Heat Mass Transf., vol. 161, p. 120314, Nov. 2020, doi: 10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2020.120314.

[6] D. Del Col, M. Bortolato, M. Azzolin, and S. Bortolin, “Condensation heat transfer and two-phase frictional pressure drop in a single minichannel with R1234ze(E) and other refrigerants,” International Journal of Refrigeration, vol. 50, pp. 87–103, Feb. 2015, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2014.10.022.

[7] R. Agarwal and P. Hrnjak, “Condensation in two phase and desuperheating zone for R1234ze(E), R134a and R32 in horizontal smooth tubes,” International Journal of Refrigeration, vol. 50, pp. 172–183, Feb. 2015, doi: 10.1016/J.IJREFRIG.2014.10.015.

[8] M. Li, Q. Guo, J. Lv, and D. Li, “Research on condensation heat transfer characteristics of R447A, R1234ze, R134a and R32 in multi-port micro-channel tubes,” Int. J. Heat Mass Transf., vol. 118, pp. 637–650, Mar. 2018, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.101.

[9] N. Liu, H. Xiao, and J. Li, “Experimental investigation of condensation heat transfer and pressure drop of propane, R1234ze(E) and R22 in minichannels,” Appl. Therm. Eng., vol. 102, pp. 63–72, Jun. 2016, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.03.073.

[10] W. Kuczyński and K. Chliszcz, “Experimental investigations into the condensation process of new environmentally friendly f-gas substitutes in mini-channels,” Energy, vol. 295, p. 130883, May 2024, doi: 10.1016/J.ENERGY.2024.130883.

[11] D. Jafari and W. W. Wits, “The utilization of selective laser melting technology on heat transfer devices for thermal energy conversion applications: A review,” Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 91, pp. 420–442, Aug. 2018, doi: 10.1016/J.RSER.2018.03.109.

[12] I. Kaur and P. Singh, “State-of-the-art in heat exchanger additive manufacturing,” Int. J. Heat Mass Transf., vol. 178, p. 121600, Oct. 2021, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121600.
[13] K. Chliszcz, D. Laskowska, W. Kuczyński, B. Bałasz, M. Kasperowaicz, and K. Moj, “Assessment of the Feasibility of Using Additive Manufacturing from Metal Powder to Produce Compact Heat Exchangers,” Materials, vol. 18, no. 13, p. 3035, Jun. 2025, doi: 10.3390/ma18133035.
[14] S. Santa-aho et al., “Additive Manufactured 316L Stainless-Steel Samples: Microstructure, Residual Stress and Corrosion Characteristics after Post-Processing,” Metals (Basel)., vol. 11, no. 2, p. 182, Jan. 2021, doi: 10.3390/met11020182.
[15] A. Alfaify, M. Saleh, F. M. Abdullah, and A. M. Al-Ahmari, “Design for Additive Manufacturing: A Systematic Review,” Sustainability, vol. 12, no. 19, p. 7936, Sep. 2020, doi: 10.3390/su12197936.
[16] L. Ventola et al., “Rough surfaces with enhanced heat transfer for electronics cooling by direct metal laser sintering,” Int. J. Heat Mass Transf., vol. 75, pp. 58–74, Aug. 2014, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.03.037.
[17] H. Rastan, A. Abdi, B. Hamawandi, M. Ignatowicz, J. P. Meyer, and B. Palm, “Heat transfer study of enhanced additively manufactured minichannel heat exchangers,” Int. J. Heat Mass Transf., vol. 161, p. 120271, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120271.
[18] M. R. Shaeri, S. Bigham, V. Mohan, and M. Demydovych, “Additively Manufactured Stacked Refrigerant-toWater Condenser,” in 2025 24th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), IEEE, May 2025, pp. 1–8. doi: 10.1109/ITherm55376.2025.11235620.
[19] M. A. Arie, A. H. Shooshtari, and M. M. Ohadi, “Experimental characterization of an additively manufactured heat exchanger for dry cooling of power plants,” Appl. Therm. Eng., vol. 129, pp. 187–198, Jan. 2018, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2017.09.140.
[20] X. Zhang, R. Tiwari, A. H. Shooshtari, and M. M. Ohadi, “An additively manufactured metallic manifold-microchannel heat exchanger for high temperature applications,” Appl. Therm. Eng., vol. 143, pp. 899–908, Oct. 2018, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2018.08.032.
[21] T. Dixit, E. Al-Hajri, M. C. Paul, P. Nithiarasu, and S. Kumar, “High performance, microarchitected, compact heat exchanger enabled by 3D printing,” Appl. Therm. Eng., vol. 210, p. 118339, Jun. 2022, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.118339.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_23

Symulacje i badania eksperymentalne wybranych ekspanderów zasilanych parą mokrą

WIESŁAW ZIMA[1], ARTUR CEBULA[1], KAROL MORAŃSKI[1]

[1] Politechnika Krakowska, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki
al. Jana Pawła II 37, 31-864 Kraków
[1] e-mail: wieslaw.zima@pk.edu.pl

Słowa kluczowe: dmuchawa powietrzna, sprężarka spiralna, para mokra, stanowisko badawcze, produkcja energii elektrycznej

Praca dotyczy innowacyjnego sposobu wykorzystania ciepła odpadowego do produkcji energii elektrycznej. Innowacyjność polega na realizacji cyklu, który rozpoczyna się i kończy w obszarze pary mokrej. Wymaga więc zastosowania ekspanderów dobrze tolerujących parę mokrą. Analizowanymi w pracy ekspanderami były dmuchawa powietrzna oraz sprężarka spiralna pracujące w cyklu odwróconym. Istniejące w laboratorium Katedry Energetyki Politechniki Krakowskiej stanowisko badawcze, wyposażone w kocioł olejowy produkujący parę nasyconą, rozbudowano o układ wytwarzania pary mokrej o regulowanym stopniu suchości i zasilania nią ekspanderów. Stanowisko wyposażono także w układ akwizycji danych pozwalający na archiwizację wszystkich parametrów cieplno-przepływowych. Zaprezentowano wybrane wyniki pomiarów i obliczeń obejmujące dwie serie pomiarowe. Seria pierwsza dotyczyła zastosowania dmuchawy powietrznej do pracy w cyklu odwróconym (jako ekspander). Podczas tych pomiarów ciśnienie względne pary mokrej na wlocie do ekspandera zmieniano od ok. 3,5 bara do ok. 4,7 bara przy jej stopniu suchości od ok. 0,73 do ok. 0,86. Strumień masy pary mokrej wahał się od ok. 550 kg/h do ok. 680 kg/h. Uzyskane wartości sprawności izentropowej były niewielkie i wahały się od ok. 2,7% do ok. 8%. Wartości mocy mierzone na zaciskach prądnicy także były niewielkie i wynosiły od ok. 40 W do ok. 90 W. Związane to było głównie z małą wartością stopnia rozprężania (ok. 1,2) oraz niską sprawnością mechaniczną dmuchawy. Druga seria pomiarowa dotyczyła zastosowania sprężarki spiralnej jako ekspandera. W tym przypadku ciśnienie względne pary mokrej na wlocie zmieniano od ok. 3 bar do ok. 9,5 bara. Strumień masy pary wahał się od ok. 50 kg/h do ok. 100 kg/h przy stopniu suchości od ok. 0,75 do ok. 0,88. W porównaniu z dmuchawą powietrzną uzyskano zdecydowanie większe wartości mocy (od ok. 800 W do ok. 4500 W) oraz sprawności izentropowej (od ok. 63% do ok. 75%). Związane to było głównie z rozprężaniem pary niemal do ciśnienia atmosferycznego (wysokie wartości stopnia rozprężania). Podczas realizacji obu serii pomiarowych nie zaobserwowano żadnych problemów eksploatacyjnych związanych z zasilaniem ekspanderów parą mokrą. Podobne badania nie były dotychczas realizowane.

Wstęp

Ostatnie dziesięciolecia charakteryzują się wyraźnym wzrostem zapotrzebowania na energię. Trend ten obejmuje wszystkie sektory gospodarki i wynika zarówno z rosnącej liczby ludności, jak i z podnoszenia standardu życia. Konsekwencją tego jest konieczność wdrażania nowych, rozproszonych systemów wytwarzania energii. Zjawisko to znajduje odzwierciedlenie w literaturze światowej, gdzie coraz większą uwagę poświęca się poszukiwaniu rozwiązań umożliwiających efektywne wykorzystanie różnorodnych źródeł energii, w tym ciepła odpadowego w przemyśle [1]. Saha i inni [2] podkreślają, że odzysk ciepła odpadowego stanowi dla każdego kraju istotną szansę

na zmniejszenie zużycia energii pierwotnej. Bardzo duży potencjał w zakresie odzyskiwania ciepła odpadowego w różnych gałęziach przemysłu posiada Unia Europejska (UE). Szacuje się, że roczna ilość ciepła odpadowego w UE wynosi ok. 300 TWh, z czego ok. 30% mieści się w zakresie 100–200°C [3]. Prawidłowa identyfikacja ilości i jakości tego ciepła stanowi duży problem. W celu jego rozwiązania autorzy pracy [4] zaproponowali czterostopniową metodologię wyboru odpowiednich technologii odzysku ciepła i podejmowania decyzji w oparciu o korzyści ekonomiczne. Mostafa i inni [5] zaproponowali natomiast narzędzie wspomagające podejmowanie decyzji, które służy do analizy i klasyfikacji trzynastu technologii służących odzyskowi ciepła przemysłowego w systemach „ciepło-ciepło". Kolejne problemy stanowią niedopasowanie podaży ciepła odpadowego do popytu oraz wysokie nakłady inwestycyjne na rozproszone odzyskiwanie ciepła odpadowego. Autorzy pracy [6] przedstawili propozycję rozwiązania tych problemów opartą, między innymi, na zaawansowanej analizie graficznej i metodologii optymalizacji, koncentracji odzyskiwania i dostarczania ciepła oraz jego magazynowania i transportu.

Oprócz odzysku ciepła przemysłowego w systemach „ciepło-ciepło" w literaturze znaleźć można wiele publikacji dotyczących wykorzystania ciepła odpadowego do produkcji energii elektrycznej. Wykorzystywane są w tym celu różnego typu ekspandery. Do najbardziej popularnych zaliczyć można objętościowe ekspandery śrubowe, łopatkowe, spiralne oraz tłokowe. Kompleksowy przegląd tych urządzeń w zastosowaniach do odzysku ciepła niskotemperaturowego oraz odpadowego z wykorzystaniem organicznego cyklu Rankine'a przedstawiono w pracy [7]. Szczegółowej analizie poddano wydajność eksploatacyjną, optymalizacje konstrukcyjne, straty spowodowane wyciekami i tarciem oraz techniki modelowania dla każdego typu ekspandera. Wu i inni [8] podkreślają, że kluczowe znaczenie dla przemysłowego odzyskiwania ciepła odpadowego mają ekspandery dwuśrubowe. Ich wydajność jest jednak znacznie ograniczona przez wycieki wewnętrzne. Modele tych wycieków często opierają się na uproszczonych założeniach, takich jak równomierny rozkład ciśnienia. Aby rozwiązać ten problem, autorzy pracy [8] zaproponowali trójwymiarowy model CFD takiego ekspandera zintegrowanego z uszczelnieniem labiryntowym. W pracy [9] zaprezentowano badania numeryczne ekspandera śrubowego przeznaczonego do przetwarzania na energię elektryczną ciepła odpadowego o niskiej temperaturze (≤100 °C). Wykorzystano w tym celu obieg trójkątny, występujący w literaturze pod nazwą Trilateral Flash Cycle (TFC). W obiegu tym czynnik roboczy przechodzi ze stanu cieczy nasyconej do mieszaniny dwufazowej. Główną zaletą układu TFC jest znaczne zmniejszenie strat egzergii w wymienniku ciepła, w którym nie zachodzi proces parowania. Prace [10-12] ilustrują przykładowe badania eksperymentalne dotyczące ekspanderów śrubowych. W pierwszej z nich zaprezentowano wyniki badań dwóch identycznych ekspanderów śrubowych o różnych współczynnikach objętości, zainstalowanych na stanowisku badawczym z ORC. Realizowano pomiary wybranych wielkości, na podstawie których dokonano walidacji półempirycznego modelu ekspandera. Wang i inni [11] badaniom poddali charakterystyki pracy trzech ekspanderów dwuśrubowych (różniących się konstrukcyjnie) w różnych warunkach eksploatacyjnych. W pracy [12] przedstawiono natomiast badania eksperymentalne prototypowego systemu energetycznego opartego na cyklu Rankine'a. Jako ciepło odpadowe traktowano ciepło gazów spalinowych pochodzących z jednego z generatorów zainstalowanych w elektrociepłowni. Liczna grupa prac dotyczy analizy przepływów dwufazowych w ekspanderach śrubowych. Badania numeryczne zaprezentowane przez Tian i innych [13] dotyczyły charakterystyki przepływu pary oraz nieszczelności uszczelnienia wału śrubowego ekspandera parowego. Porównano wyniki uzyskane dla trzech powszechnie stosowanych modeli. W pracy [14] przeanalizowano pracę maszyny dwuśrubowej (sprężarki lub ekspandera) z wykorzystaniem cieczy pomocniczej lub dwufazowego płynu roboczego w celu zminimalizowania

wycieków wewnętrznych. Bianchi i inni [15] przedstawili numeryczny model komory dwufazowego ekspandera śrubowego oraz jego integrację z jednowymiarowym modelem układu TFC. Model ten dotyczy przetwarzania ciepła o niskiej temperaturze na energię elektryczną.

Kolejnym popularnym ekspanderem wykorzystywanym do produkcji energii elektrycznej jest ekspander spiralny. Przegląd tych konstrukcji oraz ich wydajności zaprezentowano w pracy [16]. Podkreślono, że są one przedmiotem licznych badań, zwłaszcza w zastosowaniach do małych instalacji odzyskiwania ciepła odpadowego wykorzystujących obiegi ORC. Zhen i inni [17] zauważają, że wydajność operacyjna ekspandera spiralnego ma bezpośredni wpływ na ogólną sprawność obiegu ORC. W swojej pracy analizują oni wpływ różnych parametrów operacyjnych na wydajność ekspandera spiralnego. Proponują także zaawansowany model prognozowania tej wydajności. Autorzy pracy [18] proponują uogólniony model ekspandera spiralnego oparty na danych producenta. Model ten służy do prognozowania jego wydajności bez konieczności wcześniejszej kalibracji eksperymentalnej. Kolejny model numeryczny ekspandera spiralnego w kontekście zastosowania w ORC zaproponowany został przez Oh i innych [19]. Jest to model wykorzystujący metodę deterministyczną do analizy charakterystyki termohydraulicznej ekspandera. Model wykorzystujący współczynnik tarcia dynamicznego ekspandera zaproponowany został w pracy [20]. Model ten może być wykorzystany do symulacji pracy ekspandera spiralnego stosowanego w małych systemach wytwarzania energii. W celu opracowania modelu ekspandera spiralnego Ma i inni [21] proponują natomiast system wnioskowania rozmytego oparty na sieci adaptacyjnej. Model ten został opracowany jedynie dla gazów idealnych. Badania eksperymentalne oraz opracowanie półempirycznego modelu ekspandera spiralnego dla różnych płynów roboczych przedstawiono w pracy [22]. Zbadano wpływ kluczowych zmiennych operacyjnych na główne wskaźniki wydajności. Zdaniem autorów pracy [23], zdolność operacyjna ekspandera spiralnego nie zależy od jakości pary na wlocie.

Ekspandery łopatkowe także są przedmiotem licznych prac badawczych. Daniarta i inni [24] stwierdzają przydatność tego typu ekspanderów w małoskalowych układach ORC z częściowym odparowaniem. Analizie poddali oni wyniki badań eksperymentalnych ORC w warunkach zbliżonych do stanu nasycenia (od przepływu dwufazowego do stanu przegrzania). Autorzy pracy [25] wskazują, że udoskonalanie urządzeń rozprężających jest jednym z najważniejszych obszarów przyszłych badań nad układami ORC. W swojej pracy zaproponowali model teoretyczny zmodyfikowanego ekspandera z łopatkami obrotowymi. Model ten zweryfikowano na podstawie wyników badań eksperymentalnych. W pracy [26] podkreślono brak dostępnego komercyjnie na rynku ekspandera przeznaczonego do mikroskalowych układów ORC. Autorzy zaproponowali do takich zastosowań własny ekspander z łopatkami ślizgowymi. Gu i inni [27] wskazują, że tradycyjne ekspandery z łopatkami ślizgowymi charakteryzują się wieloma problemami, takimi jak duże tarcie, nierównomierne pola przepływu oraz ograniczony przepływ. Aby rozwiązać te problemy, zaproponowano nowatorski ekspander rotacyjny z łopatkami ślizgowymi i obrotowym cylindrem o niewielkiej mimośrodowości. Eksperymentalną ocenę wydajności energetycznej instalacji opartej na ORC, wyposażonej w ekspander łopatkowy o niestandardowej konstrukcji oraz w ekspander spiralny, zaprezentowano w pracy [28]. Wykonana analiza porównawcza dostarczyła istotnych informacji na temat zalet obu technologii i konfiguracji.

Ostatnią grupę ekspanderów szeroko wykorzystywanych do produkcji energii elektrycznej z ciepła odpadowego stanowią ekspandery tłokowe. Większość dostępnych w literaturze prac ma charakter eksperymentalny i dotyczy układów opartych na ORC. Autorzy pracy [29] przedstawili pełną charakterystykę eksperymentalną mikroskalowego systemu ORC. Instalacja napędzana jest prototypowym ekspanderem tłokowym, składającym się z trzech cylindrów rozmieszczonych promieniowo wokół wału napędowego. System jest przystosowany do mocy cieplnej rzędu około

30 kW. Podobne wyniki badań eksperymentalnych dotyczących ekspandera z tłokiem swobodnym i generatora liniowego, stosowanych w układach ORC, zaprezentowano w [30]. Stworzono stanowisko badawcze wykorzystujące sprężone powietrze jako czynnik roboczy. Analizie poddano, m.in., charakterystykę dynamiczną, sprawność zespołu oraz wydajność mocy. Wykorzystanie ekspandera tłokowego w układzie ORC do odzyskiwania ciepła odpadowego w samochodach ciężarowych ilustruje praca [31]. Oceny pracy ekspandera dokonano na podstawie wyników eksperymentów i symulacji. Kolejne wyniki badań eksperymentalnych dotyczą bezolejowego parowego ekspandera tłokowego przeznaczonego do mikroinstalacji kogeneracyjnych [32]. Na podstawie uzyskanych wyników opracowano model empiryczny. Za jego pomocą przeprowadzono analizy wrażliwości systemu poprzez zmianę wybranych parametrów. Zhao i inni [33] opracowali natomiast stanowisko badawcze z napędzanym powietrzem ekspanderem tłokowym i generatorem liniowym oraz odpowiedni model symulacyjny. Model zweryfikowano na podstawie wyników eksperymentalnych, a następnie zbadano działanie układu w różnych warunkach.

Interesujące i całkowicie innowacyjne rozwiązanie wykorzystania ciepła odpadowego w przemyśle do produkcji energii elektrycznej przedstawiono w raporcie [34]. Opisano w nim wykorzystanie w tym celu dmuchawy powietrznej. Według najlepszej wiedzy autorów niniejszej pracy brak innych opracowań dotyczących wykorzystania takiej dmuchawy w procesie konwersji ciepła odpadowego na energię elektryczną.

Analiza powyższych prac wskazuje, że istnieje duże zainteresowanie badaniami związanymi z konwersją ciepła odpadowego na energię elektryczną za pomocą różnych ekspanderów. Dostępne wyniki symulacji numerycznych oraz prac eksperymentalnych związane są głównie z zastosowaniem ekspanderów w układach ORC. Brak natomiast publikacji dotyczących obiegów wykorzystujących parę mokrą. Obieg wykorzystujący taką parę jest obiegiem, w którym do ekspandera doprowadzana jest para mokra. Jest to nowe podejście do zagadnienia wykorzystania ciepła odpadowego do produkcji energii elektrycznej i nie jest opisane w literaturze w sposób wyczerpujący. Pewne podobieństwo do obiegu wykorzystującego parę mokrą wykazuje ORC z częściowym odparowaniem (PE-ORC) [1, 35]. PE-ORC stanowi cykl przejściowy pomiędzy ORC a TFC. Zdaniem autorów pracy [35], aby efektywnie odzyskać ciepło o niskiej temperaturze (poniżej 100^{o}C), konieczne wręcz jest zastosowanie ORC z częściowym odparowaniem. Czynnik roboczy ulega w tym przypadku jedynie częściowemu odparowaniu i rozprężaniu w warunkach dwufazowych. Efektem jest lepsze dopasowanie profilu temperaturowego źródła ciepła do czynnika roboczego, co przekłada się na wyższą sprawność egzergetyczną obiegu. Artykuły [1,35] mają charakter teoretyczny. Brak natomiast udokumentowanych wyników badań eksperymentalnych dotyczących wykorzystania pary mokrej jako płynu napędzającego ekspander. Znaleźć można jedynie sporadyczne informacje, stanowiące np. ofertę komercyjną [36]. W ofercie tej proponuje się przekształcenie energii pary mokrej w energię elektryczną za pomocą ekspandera śrubowego.

Biorąc pod uwagę przedstawiony powyżej przegląd literatury zdecydowano się na przeprowadzenie badań eksperymentalnych związanych z wykorzystaniem pary mokrej do produkcji energii elektrycznej z ciepła odpadowego. Zaproponowano wykorzystanie w tym celu dmuchawy powietrznej oraz sprężarki spiralnej pracujących w odwróconym cyklu jako ekspandery. Realizacja obiegów za ich pomocą stanowi nowe podejście do problemu wykorzystania ciepła odpadowego. Dmuchawę wybrano ze względu na całkowity niemal (oprócz szczątkowych informacji podanych w [34]) brak jakichkolwiek danych dotyczących uzyskiwanych za jej pomocą parametrów wydajnościowych. Sprężarkę spiralną do pracy w charakterze ekspandera wybrano natomiast w celu weryfikacji możliwości uzyskania wysokich wartości sprawności izentropowej przy wykorzystaniu pary mokrej jako

płynu zasilającego ekspander. W literaturze znaleźć można potwierdzone wysokie wartości tej sprawności dla ekspanderów spiralnych pracujących jednak głównie w ORC. Zestawienie dostępne np. w pracy [16] wskazuje na wartości sprawności izentropowej od 50% do 85,17%. Ponadto, pod uwagę brano informację podaną przez Kim i innych [23], że jakość pary na wlocie nie ma wpływu na zdolność operacyjną ekspandera spiralnego. Jest to duża zaleta takiego ekspandera, dzięki której zwiększa się jego użyteczność w przypadku pary mokrej, a nawet w warunkach gorącej wody. W niniejszej pracy przedstawiono pierwsze wyniki badań eksperymentalnych na stanowisku badawczym. Badania te miały na celu głównie zweryfikowanie efektywności tych urządzeń oraz ich tolerancji na parę mokrą.

1. Opis stanowiska badawczego

W celu wykonania badań eksperymentalnych wykorzystano istniejące w laboratorium Katedry Energetyki Politechniki Krakowskiej stanowisko wyposażone w kocioł olejowy, produkujący w warunkach nominalnych 700 kg/h pary nasyconej o ciśnieniu 1 MPa i temperaturze ok. 180°C. W celu dobrania ekspanderów i prądnicy o odpowiednich parametrach, przeprowadzono wstępne obliczenia możliwej do uzyskania za ich pomocą mocy elektrycznej. Przeprowadzono także obliczenia sprawdzające, wykonując symulacje w programie Ebsilon Professional [37]. Wyniki tych obliczeń i symulacji przedstawiono w pracy [38]. Na ich podstawie wybrano do badań dmuchawę powietrzną, sprężarkę spiralną oraz prądnicę. Na rysunku 1 pokazano dmuchawę oraz sprężarkę, a w tabelach 1-2 zestawiono ich podstawowe parametry.

a) b)



Rysunek 1. Widok wybranych do badań ekspanderów; a) dmuchawa powietrzna, b) sprężarka spiralna; Źródło: opracowanie własne

Do produkcji energii elektrycznej wybrano prądnicę synchroniczną trójfazową o mocy znamionowej 8 kW przy częstotliwości 50 Hz [39].

Tabela 1. Wybrane parametry dmuchawy powietrznej

Parametr	**Wartość**	**Jednostka**
Znamionowy strumień objętości powietrza	15,91	m^3/min
Minimalna prędkość obrotowa	900	min^{-1}
Maksymalna prędkość obrotowa	4800	min^{-1}

Źródło: opracowanie własne na podstawie [40].

Tabela 2. Wybrane parametry dobranej sprężarki spiralnej

Parametr	**Wartość**	**Jednostka**
Maksymalne ciśnienie robocze	10	bar
Strumień objętości powietrza	~0,7	m^3/min
Moc	7,5	kW
Prędkość obrotowa	3100	min^{-1}

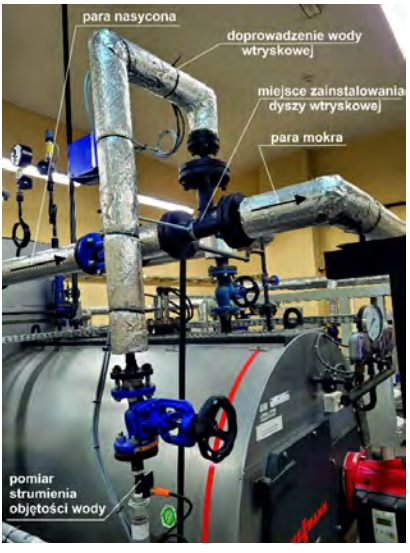
Źródło: opracowanie własne na podstawie [41].

Zainstalowane na stanowisku badawczym wyżej wymienione urządzenia pokazano na rysunku 2.



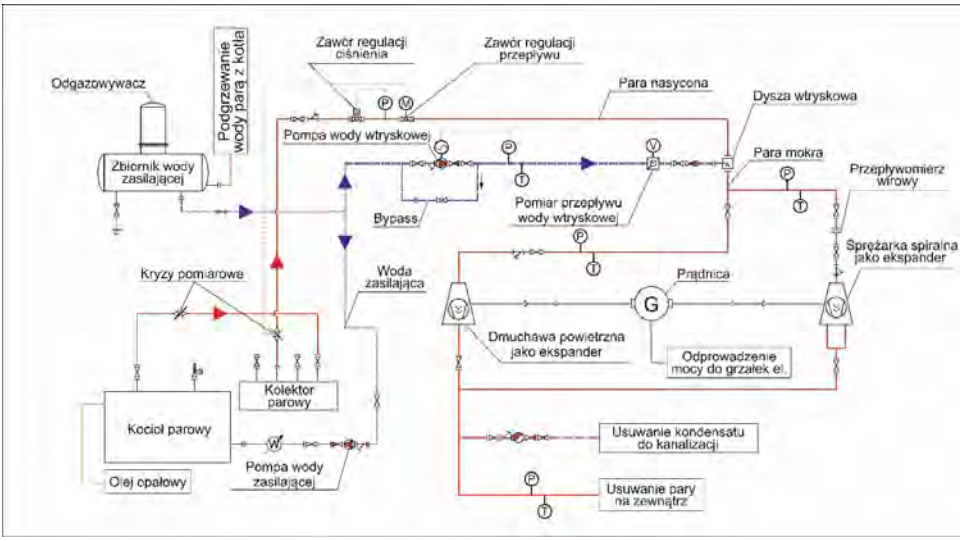
Rysunek 2. Widok ekspanderów i prądnicy na stanowisku badawczym; Źródło: opracowanie własne

W celu uzyskania pary mokrej zasilającej ekspandery, w strumień pary nasyconej produkowanej przez kocioł wtryskiwano za pomocą dyszy wodę pobieraną ze zbiornika wody zasilającej (rys. 3).



Rysunek 3. Wytwarzanie pary mokrej; Źródło: opracowanie własne

Strumień objętości tej wody był regulowany i mierzony. Na podstawie tego pomiaru oraz pomiaru strumienia masy pary nasyconej (realizowanego za pomocą kryzy pomiarowej) obliczano stopień suchości pary mokrej zasilającej ekspander, którym była dmuchawa powietrzna. W przypadku ekspandera w postaci sprężarki spiralnej konieczne było zainstalowanie dodatkowego przepływomierza wirowego. Wynikało to z zasilania tego ekspandera parą mokrą o strumieniu masy ok. 7-10 krotnie mniejszym niż w przypadku dmuchawy. Przepływomierz ten mierzył także na bieżąco stopień suchości pary. Stanowisko wyposażono w układ akwizycji danych rejestrujący wszystkie niezbędne parametry cieplno-przepływowe. Schemat całego stanowiska pokazano na rysunku 4.



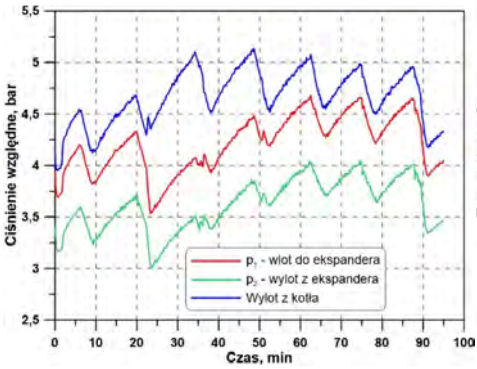
Rysunek 4. Schemat stanowiska badawczego; Źródło: opracowanie własne

2. Wybrane wyniki pomiarów i obliczeń

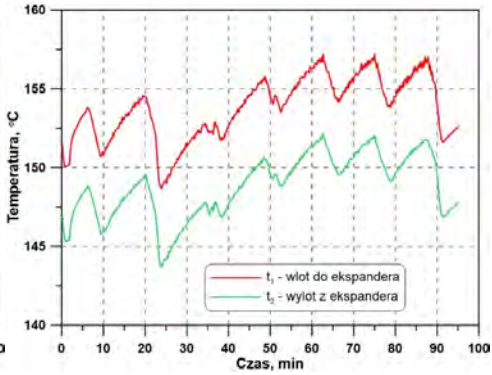
Przedstawiono wyniki dla dwóch serii pomiarowych. Dotyczyły one pracy dmuchawy powietrznej oraz sprężarki spiralnej w charakterze ekspanderów. W obu przypadkach pomiary wykonywano po wstępnym rozgrzaniu całej instalacji, tj. po około 2 godzinach od uruchomienia kotła. Tak długi czas konieczny był w celu podgrzania wody zasilającej oraz ustabilizowania temperatury rurociągów i ekspandera.

2.1. Dmuchawa powietrzna

W przypadku dmuchawy powietrznej pracującej w odwróconym cyklu pracy (jako ekspander) pomiary przeprowadzano dla ciśnienia względnego pary produkowanej w kotle wynoszącego 5 barów. Wartość tę wybrano na podstawie informacji podanej w [34]. Przez pierwsze i ostatnie kilka minut cyklu pomiarowego ekspander zasilany był parą nasyconą. Na rysunkach 5–11 pokazano wybrane wyniki pomiarów i obliczeń. Zmierzone przebiegi ciśnienia względnego (manometrycznego) i temperatury zilustrowano, odpowiednio, na rysunkach 5–6. Pomiary realizowano przez ok. 95 minut.

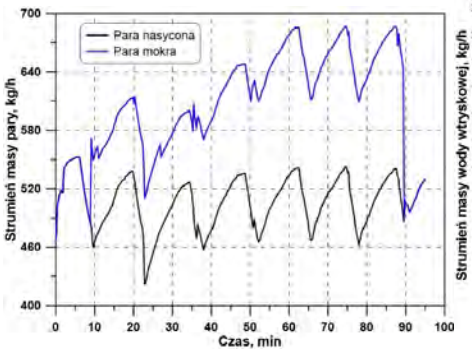


Rysunek 5. Zmierzone przebiegi ciśnienia względnego pary; Źródło: opracowanie własne

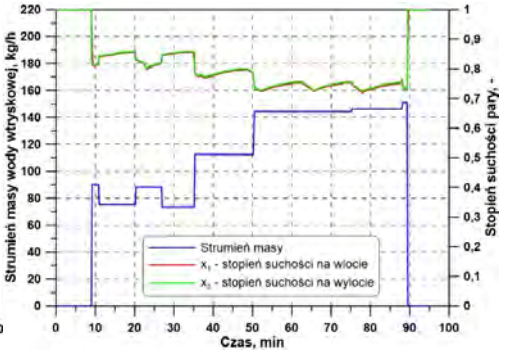


Rysunek 6. Zmierzone przebiegi temperatury pary; Źródło: opracowanie własne

Analiza rysunku 5 wskazuje na wahania ciśnienia pary na wylocie z kotła wynoszące ok. 0,5 bara (linia niebieska). Wynika to z pracy palnika kotła załączającego się i wyłączającego się na podstawie ustawionego zakresu zmian tego ciśnienia. Różnica ciśnień na wlocie i wylocie z ekspandera (odpowiednio linie czerwona i zielona na rys. 5) jest niewielka i wynosi ok. 0,5 bara. Uzyskiwane wartości stopnia rozprężania (stosunek ciśnienia bezwzględnego wlotowego do wylotowego) są niskie i nie przekraczają wartości 1,2. Zmiennemu przebiegowi ciśnienia pary na wylocie z kotła odpowiada zmienny przebieg strumienia masy pary nasyconej produkowanej w kotle. Przebieg tego strumienia także ulegał wahaniom i pokazany został na rysunku 7. Mierzony on był za pomocą kryzy pomiarowej. Na rysunku 7 pokazano także strumień masy pary mokrej zasilającej ekspander, będący sumą strumienia masy pary nasyconej i strumienia masy wody wtryskowej.



Rysunek 7. Zmierzony strumień masy pary nasyconej oraz obliczony strumień masy pary mokrej; Źródło: opracowanie własne



Rysunek 8. Zmierzony przebieg strumienia masy wody wtryskowej oraz obliczone przebiegi stopnia suchości pary; Źródło: opracowanie własne

Przebieg zmierzonego strumienia masy wody wtryskowej zilustrowano na rysunku 8. Para mokra wytwarzana była na stanowisku od ok. 10-tej do ok. 90-tej minuty cyklu pomiarowego. Poza tym okresem ekspander zasilany był parą nasyconą. Na rysunku 8 pokazano także obliczone przebiegi

stopnia suchości pary na wlocie i wylocie z ekspandera. Przebiegi te są niemal identyczne, a ich wartości zmieniają się od ok. 0,73 do ok. 0,86 (w zakresie wytwarzanej pary mokrej). Wartości stopnia suchości pary na wlocie i wylocie z ekspandera obliczano, odpowiednio, za pomocą wzorów (1) i (2):

$$x_1 = \frac{\dot{m}_p - \dot{m}_k}{\dot{m}_p + \dot{m}_w} \tag{1}$$

$$x_2 = \frac{h_2 - h_2'}{r_2} \tag{2}$$

gdzie $\dot{m}_p$ oraz $\dot{m}_w$ oznaczają, odpowiednio, strumienie masy pary nasyconej oraz wtryskiwanej wody; h_2' oraz r_2 - entalpia wody wrzącej oraz ciepło parowania przy ciśnieniu wylotowym p_2.

Doprowadzana woda wtryskowa miała temperaturę niższą od temperatury pary. W celu podgrzania tej wody do temperatury pary (temperatury nasycenia) część pary ulegała kondensacji, oddając ciepło skraplania. Obliczony, niepokazany w niniejszej pracy, strumień masy tego kondensatu oznaczono jako $\dot{m}_k$. W celu obliczenia zmian stopnia suchości pary na wylocie z ekspandera, niezbędna była znajomość przebiegu entalpii pary mokrej na jego wylocie. Przebieg ten wyznaczano jako:

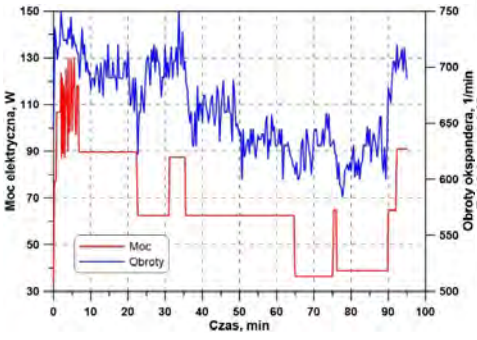
$$h_2 = h_1 - \frac{\emptyset}{\eta_m \eta_g (\dot{m}_p + \dot{m}_w)} \tag{3}$$

W powyższym wzorze:

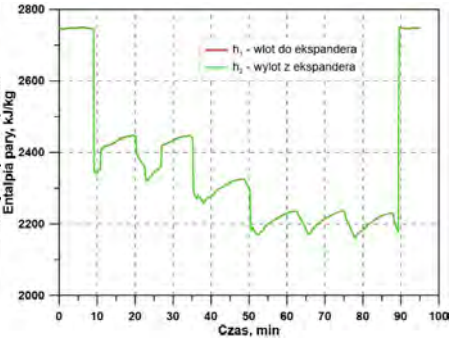
h_1 – entalpia pary mokrej na wlocie do ekspandera, Φ – generowana moc elektryczna, η_m oraz η_g – odpowiednio, sprawność mechaniczna ekspandera oraz sprawność prądnicy.

Sprawność prądnicy zmienia się w zależności od mocy generowanej na jej zaciskach. Na podstawie wykresu sprawności [39] opracowano zależność pozwalającą na bieżące obliczanie wartości tej sprawności:

$$\eta_g = \Phi^3 \cdot 10^{-12} - 2{,}1 \cdot 10^{-8} \cdot \Phi^2 + 1{,}31286 \cdot 10^{-4} \cdot \Phi + 0{,}53873 \tag{4}$$



Rysunek 9. Zmierzone przebiegi mocy elektrycznej oraz obrotów ekspandera; Źródło: opracowanie własne



Rysunek 10. Obliczone przebiegi entalpii pary na wlocie i wylocie z ekspandera; Źródło: opracowanie własne

Sprawność mechaniczną badanej dmuchawy powietrznej przyjęto: η_m = 0,8 (producent nie podaje wartości tego parametru). Zmierzony na stanowisku przebieg generowanej mocy elektrycznej przedstawiono na rysunku 9. Niskie wartości tej mocy wynikają w dużej mierze z niskich wartości stopnia rozprężania. Na rysunku 9 pokazano także zmierzone obroty ekspandera. Obliczone przebiegi entalpii pary mokrej na wlocie i wylocie z ekspandera zobrazowano na rysunku 10. Przebiegi te są niemal identyczne, co wynika z niewielkiej różnicy w przebiegach p_1 i p_2 (rys. 5) oraz podobnych wartości x_1 i x_2 (rys. 8). Z analizy rysunku 10 wynika znaczny spadek wartości entalpii pary mokrej (w okresie od ok. 10 min do ok. 90 min) w stosunku do wartości entalpii pary nasyconej. Spadkowi temu odpowiada na rysunku 9 przebieg obniżonej wartości generowanej mocy. Rysunek 11 ilustruje natomiast przebieg sprawności izentropowej ekspandera obliczony za pomocą wzoru:

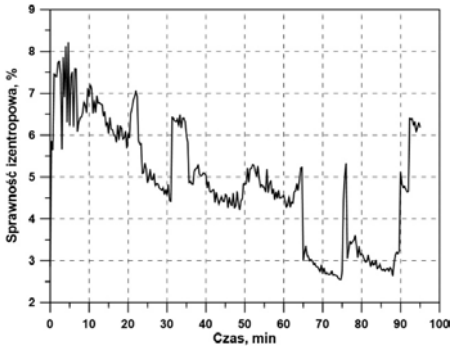
$$\eta_{is} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2is}} \tag{5}$$

Entalpię pary mokrej na wylocie z ekspandera przy założeniu rozprężania izentropowego obliczano jako

$$h_{2is} = h_2' + x_{2is} r_2 \tag{6}$$

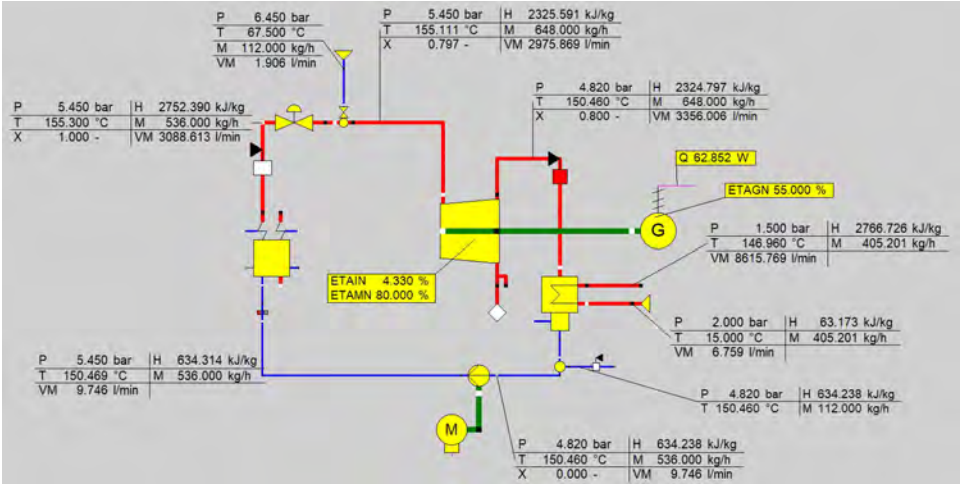
Występujący we wzorze (6) stopień suchości pary na wylocie z ekspandera dla rozprężania izentropowego wyznaczano w funkcji stosunku odpowiednich różnic entropii:

$$x_{2is} = \frac{s_2 - s_2'}{s_2'' - s_2'} \tag{7}$$



Rysunek 11. Przebieg obliczonej sprawności izentropowej; Źródło: opracowanie własne

Niskie wartości mocy generowane na stanowisku badawczym (rys. 9), przy dużym strumieniu masy pary mokrej (rys. 7), powodują otrzymanie niskich wartości sprawności izentropowej (rys. 11). W celu potwierdzenia poprawności przeprowadzonego eksperymentu i poprawności obliczania wybranych wielkości, na rysunku 12 pokazano wyniki symulacji procesu wytarzania pary mokrej i zasilania nią ekspandera. Wyniki te uzyskano za pomocą oprogramowania [37]. Jako dane wejściowe przyjęto wartości odczytane dla przykładowej 48 minuty cyklu pomiarowego (większość wielkości uzyskała stan ustalony lub zbliżony do ustalonego).



Rysunek 12. Symulacja obiegu, realizowanego za pomocą dmuchawy powietrznej pracującej jako ekspander, wykonana w programie Ebsilon Professional [37] dla 48 minuty

Obliczona za pomocą programu moc generowana na zaciskach prądnicy wynosi 62,8 W i jest niemal równa zmierzonej wartości mocy dla tej chwili czasowej (rys. 9). Także pozostałe wartości widoczne na rys. 12 odpowiadają wcześniej obliczonym. Wyznaczona za pomocą wzoru (4) sprawność prądnicy jest niewielka i wynosi: η_g = 0,55. Mierzone na stanowisku badawczym wielkości, zakresy oraz błędy pomiaru zestawiono w tabeli 3. W przypadku wody wtryskowej mierzono jej strumień objętości, ciśnienie i temperaturę. Na tej podstawie obliczano strumień masy tej wody.

Tabela 3. Zakresy pomiarowe oraz błędy pomiaru wybranych wielkości

Wielkość mierzona	**Zakres**	**Błąd pomiaru**
Temperatura	–40°C ... +550°C	± (0,3+0,005 · t)
Ciśnienie	0 … 1 MPa	0,3%
Strumień objętości wody wtryskowej	0,2 ... 8 l/min	1%
Strumień masy pary	0 … 1000 kg/h	1%

Źródło: opracowanie własne na podstawie danych producentów

Biorąc pod uwagę wyniki pomiarów oraz dane zawarte w tabeli 3, obliczano za pomocą wzoru (8) niepewność wyznaczania wybranych wielkości y (zgodnie z regułą propagacji niepewności). Reguła propagacji opisana jest wzorem:

$$u(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2} \tag{8}$$

gdzie:

$\frac{\partial y}{\partial x_i}$ oraz $u(x_i)$ – odpowiednio, współczynniki wrażliwości oraz dokładności pomiarów.

W tabeli 4 podano niepewności pomiarów pośrednich wybranych wielkości, obliczone także dla przykładowej 48 minuty cyklu pomiarowego.

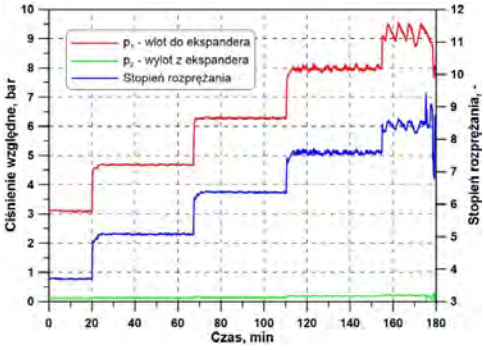
Tabela 4. Niepewności pomiarów pośrednich wybranych wielkości

Wielkość	Wartość	Niepewność	Niepewność względna
Stopień suchości x_1	0,797	± 0,0093	1,17 %
Sprawność izentropowa, η_{is}	4,33 %	± 0,25 %	5,77 %

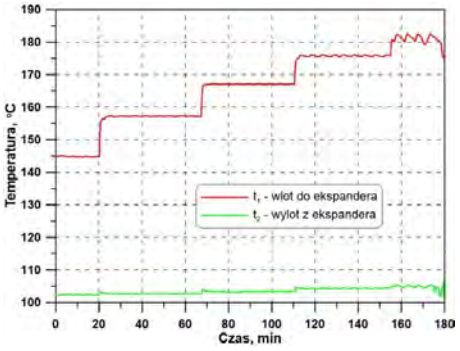
Źródło: opracowanie własne

2.2. Sprężarka spiralna

Pomiary i obliczenia wybranych wielkości podczas pracy sprężarki spiralnej w charakterze ekspandera wykonywano dla różnych wartości ciśnienia na wlocie. Wartości te zadawano na presostacie kotła. Cykl pomiarowy trwał 180 minut. Wybrane wyniki zaprezentowano na rysunkach 13–22. Rysunek 13 ilustruje zmierzone przebiegi ciśnienia względnego pary na wlocie i wylocie z ekspandera, a rysunek 14 odpowiadające im zmierzone przebiegi temperatury pary.

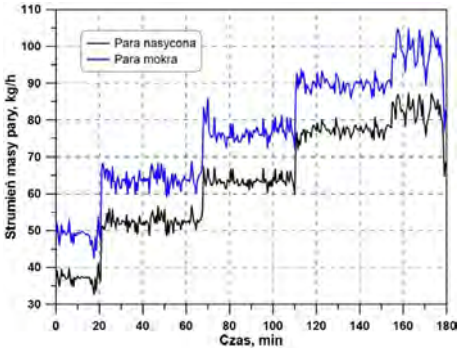


Rysunek 13. Zmierzone przebiegi ciśnienia względnego pary oraz obliczony przebieg stopnia rozprężania; Źródło: opracowanie własne

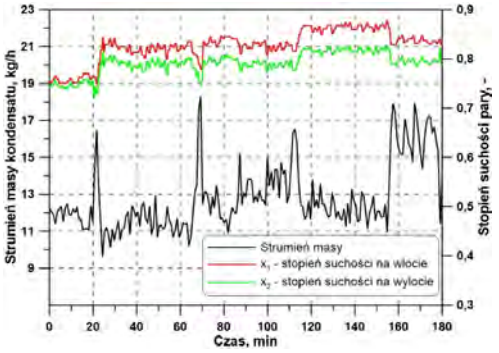


Rysunek 14. Zmierzone przebiegi temperatury pary; Źródło: opracowanie własne

Ciśnienie względne na wlocie do ekspandera zmieniano od ok. 3 barów do ok. 9,5 bara. Dla całego zakresu zmian tego ciśnienia otrzymywano niemal stałą wartość ciśnienia względnego (manometrycznego) na wylocie, bliską wartości zerowej. Na rysunku 13 pokazano także obliczone wartości stopnia rozprężania, definiowanego jako stosunek ciśnień bezwzględnych na wlocie i wylocie z ekspandera. Wartości tego stopnia zmieniają się od ok. 3,7 do ok. 9. Są więc zdecydowanie większe w porównaniu do wartości otrzymanych dla dmuchawy powietrznej (pracującej jako ekspander).



Rysunek 15. Zmierzony przebieg strumienia masy pary nasyconej oraz obliczony pary mokrej; Źródło: opracowanie własne



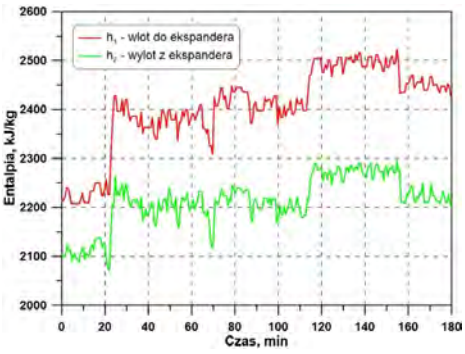
Rysunek 16. Obliczone przebiegi stopnia suchości pary oraz przebieg strumienia masy kondensatu; Źródło: opracowanie własne

Mierzone wartości strumienia masy pary nasyconej pokazano na rysunku 15. Ponieważ są to wartości znacznie mniejsze od zmierzonych za pomocą kryzy pomiarowej dla dmuchawy (rys. 7), konieczne było zastosowanie innego urządzenia pomiarowego. Wykorzystano w tym celu przepływomierz wirowy, który ponadto obliczał stopień suchości pary mokrej na wlocie do ekspandera i strumień masy kondensatu zawarty w tej parze. Przebiegi te pokazano na rysunku 16. Strumień masy pary mokrej zasilającej ekspander stanowił więc sumę mierzonego strumienia masy pary nasyconej oraz obliczonego strumienia masy kondensatu (rys. 15). Stopień suchości pary na wylocie z ekspandera obliczano za pomocą wzoru (2). Obliczone przebiegi entalpii pary mokrej na wlocie i wylocie z ekspandera przedstawiono na rysunku 17. Widoczne różnice w tych przebiegach wynikają głównie z dużych wartości stopnia rozprężania (rys. 13). W celu uzyskania jak największych wartości mocy na zaciskach prądnicy, przy utrzymywaniu jej prędkości obrotowej ok. 1500 obr/min, zastosowano przekładnię pasową o przełożeniu:

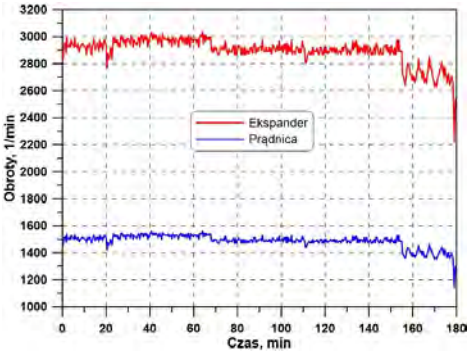
$$i = \frac{d_2}{d_1}\frac{1}{1-s} = \frac{n_1}{n_2} \cong 1{,}95 \tag{9}$$

We wzorze tym:
n_1, n_2 – prędkości obrotowe kół pasowych (1 – koło ekspandera, 2 – koło prądnicy)
d_1, d_2 – średnice podziałowe kół pasowych
s – poślizg względny (uwzględniono s = 2% dla pasów klinowych)

Zmierzony przebieg prędkości obrotowej prądnicy oraz obliczony dla ekspandera zilustrowano na rysunku 18. Średnica koła pasowego prądnicy (rys. 2) została tak dobrana, aby nie przekraczać prędkości obrotowej sprężarki podanej w tabeli 2.

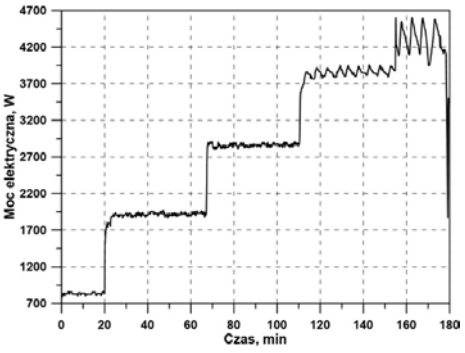


Rysunek 17. Obliczone przebiegi entalpii pary na wlocie i wylocie z ekspandera; Źródło: opracowanie własne

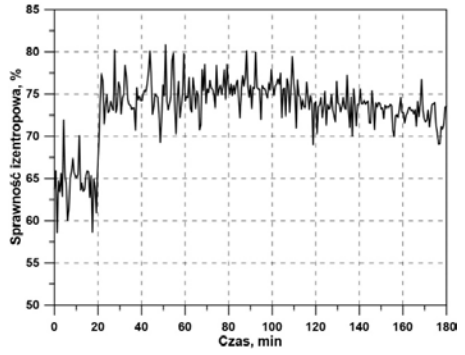


Rysunek 18. Prędkości obrotowe ekspandera i prądnicy; Źródło: opracowanie własne

Przebieg mocy elektrycznej mierzonej na zaciskach prądnicy pokazano na rysunku 19. Przebieg ten odpowiada przebiegom ciśnienia (rys. 13) i strumienia masy pary na wlocie do ekspandera. Analiza rysunku (19) wskazuje na otrzymywanie wartości mocy nieporównywalnie większych niż w przypadku dmuchawy powietrznej (rys. 9). Wynika to głównie z dużych wartości stopnia rozprężania (rys. 13). Wysokie wartości mocy oraz niewielkie strumienie masy pary mokrej zasilającej ekspander powodują otrzymywanie wysokich wartości sprawności izentropowej (rys. 20), obliczanych za pomocą wzoru (5).

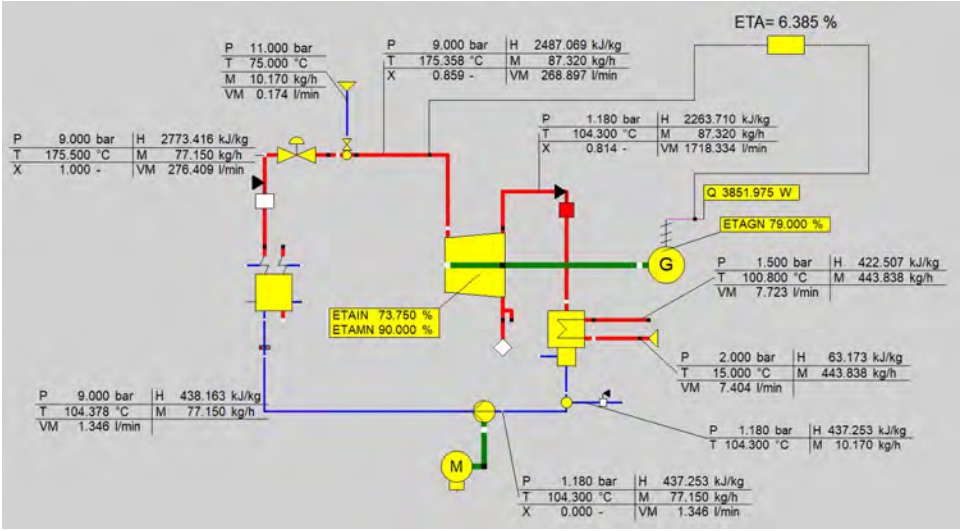


Rysunek 19. Generowana moc elektryczna; Źródło: opracowanie własne



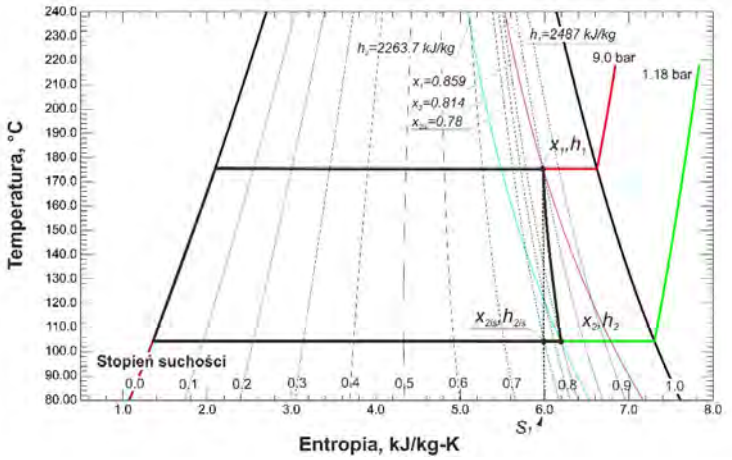
Rysunek 20. Przebieg sprawności izentropowej; Źródło: opracowanie własne

Z analizy rysunku 20 wynika, że do ok. 20 minuty cyklu pomiarowego sprawność izentropowa wynosiła ok. 63-65 %. Odpowiada to ciśnieniu względnemu pary na wlocie do ekspandera wynoszącemu ok. 3 bary (rys. 13) przy strumieniu masy pary mokrej ok. 50 kg/h (rys. 15). Większe wartości ciśnienia i strumienia masy pary na wlocie pozwoliły na uzyskiwanie wartości sprawności izentropowej na poziomie ok. 75%. Podobnie jak w przypadku dmuchawy powietrznej pracującej w cyklu odwróconym, także dla ekspandera w postaci sprężarki spiralnej przeprowadzono obliczenia symulacyjne dla wybranej chwili czasowej za pomocą programu Ebsilon Professional. Symulacje te wykonano dla 140-tej minuty cyklu pomiarowego (rys. 21), przyjmując sprawność izentropową ekspandera: η_{is} = 73,75 %.



Rysunek 21. Symulacja obiegu, realizowanego za pomocą sprężarki powietrznej pracującej jako ekspander, wykonana w programie Ebsilon Professional [37] dla 140-tej minuty

Otrzymana za pomocą tego programu moc generowana na zaciskach prądnicy wynosi ok. 3852 W (rys. 21) i odpowiada wartości zmierzonej (rys. 19). Stopień suchości pary na wylocie z ekspandera wynosi 0,814 (rys. 21) i odpowiada wartości obliczonej za pomocą wzoru (2) – rys. 16. Zgodność wyników symulacji z wynikami obliczeń potwierdza poprawność zastosowanej metodyki obliczeniowej (wzory 1–7). Obliczenia i symulacje przeprowadzono przy założeniu sprawności mechanicznej ekspandera η_m = 0,9. Wartość tę przyjęto na podstawie przeglądu literatury dotyczącej geometrii i wydajności ekspanderów spiralnych, przedstawionego w pracy [16]. Przegląd ten wskazuje, że wartości maksymalne osiąganej sprawności mechanicznej wynoszą 90–95%. Obliczona za pomocą wzoru (4) sprawność prądnicy wynosi: η_g = 0,79.



Rys. 22. Przedstawienie analizowanego obiegu na wykresie T-s (dla 140-tej minuty)

Sprawność cieplna obiegu wynosi ok. 6,38 % (rys. 21). Sprawność tę obliczono z uwzględnieniem mocy cieplnej zawartej w parze mokrej „wytwarzanej z ciepła odpadowego". Otrzymana wartość pokrywa się z danymi dostępnymi, np. w pracach [16,20]. Wybrane, obliczone wielkości przedstawiono także na rys. 22. Charakterystyczne dla analizowanego cyklu jest to, że w całości zawiera się on w obszarze pary mokrej. Jak wspomniano wcześniej, w przypadku sprężarki spiralnej pracującej jako ekspander, pomiar strumienia masy pary realizowano za pomocą przepływomierza wirowego. Przepływomierz ten oblicza także stopień suchości pary mokrej zasilającej ekspander. Zakresy pomiarowe tych wielkości oraz błędy pomiaru zestawiono w tabeli 5. Zakres pomiarowy dla przepływu podany jest w m^3/h. Na podstawie pomiaru temperatury i ciśnienia obliczana jest aktualna gęstość pary (przepływomierz posiada zaimplementowane tablice parowe IF97 – IAPWS) i następnie jej strumień masy.

Tabela 5. Wielkości mierzone za pomocą przepływomierza wirowego

Wielkość mierzona	**Zakres**	**Błąd pomiaru**
Strumień masy pary	1,2 … 130 m^3/h dla DN 25	± 4 %
Stopień suchości	80 … 90 %	± 5 %

Źródło: opracowanie własne na podstawie danych producentów

Niepewności pomiaru pośredniego sprawności izentropowej (dla 140-tej minuty cyklu pomiarowego) pokazano w tabeli 6.

Tabela 6. Niepewności obliczania sprawności izentropowej dla 140-tej minuty

Wielkość	**Wartość**	**Niepewność**	**Niepewność względna**
Sprawność izentropowa, η_{is}	73,7 %	± 2,5 %	3,4 %

Źródło: opracowanie własne

Podane w tabelach 4 i 6 niepewności pomiarów pośrednich są niewielkie. Świadczy to o dobrze dobranych zakresach urządzeń pomiarowych oraz wysokiej dokładności pomiarów.

Podsumowanie

Przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych dotyczących wykorzystania dmuchawy powietrznej i sprężarki spiralnej do pracy w charakterze ekspanderów. Nowością było zasilanie tych ekspanderów parą mokrą. Zdecydowana większość eksploatowanych obecnie instalacji odzysku ciepła odpadowego opiera się na znanych i rozpowszechnionych układach ORC. W rozwiązaniach tych jako płyny robocze stosuje się czynniki chłodnicze lub inne ciecze niskowrzące. Obecnie są one stopniowo zastępowane płynami o mniejszym oddziaływaniu na środowisko. Pomimo tego, że płyny te charakteryzują się niskim współczynnikiem GWP (global warming potential), część z nich wykazuje właściwości palne, toksyczne lub w inny sposób niekorzystne. W proponowanym podejściu płynem roboczym jest para wodna, nieposiadająca niekorzystnych właściwości czynników chłodniczych. Ponieważ całość procesu rozprężania zachodzi w obszarze pary mokrej, wykorzystane ekspandery muszą dobrze tolerować pewną zawartość kondensatu w parze. Badania przeprowadzano w laboratorium Katedry Energetyki Politechniki Krakowskiej. Będące na wyposażeniu tego laboratorium stanowisko z kotłem olejowym, produkującym parę nasyconą o ciśnieniu nominalnym 1 MPa, rozbudowano o układ wytwarzania pary mokrej i zasilania nią ekspanderów. W pracy przedstawiono wybrane wyniki pomiarów i obliczeń dla dwóch serii pomiarowych. Pierwsza z nich dotyczyła dmuchawy powietrznej pracującej w odwróconym cyklu (jako ekspander). Pomimo zasilania ekspandera parą o dużym strumieniu masy (maksymalnie ok. 680 kg/h) uzyskano niewielkie prędkości obrotowe, tj. od ok. 600 obr/min do ok. 750 obr/min.

W połączeniu z niskimi wartościami stopnia rozprężania (poniżej 1,2) powodowało to otrzymywanie niskich wartości mocy generowanych na zaciskach prądnicy (od ok. 40 W do ok. 90 W) oraz niskich wartości sprawności izentropowej (od ok. 2,7% do ok. 8%). Stopień suchości pary zmieniał się od ok. 0,73 do ok. 0,86. Zupełnie inne były parametry pary mokrej zasilającej ekspander w postaci sprężarki spiralnej oraz inne uzyskane efekty. Maksymalny strumień masy pary mokrej wynosił w tym przypadku ok. 106 kg/h przy maksymalnej wartości stopnia rozprężania ok. 9. Wartości stopnia suchości pary na wlocie były podobne i zmieniały się od ok. 0,75 do ok. 0,88. Uzyskano bardzo obiecujące wyniki mierzonych wartości mocy elektrycznej oraz obliczonych wartości sprawności izentropowej, zmieniających się, odpowiednio, od ok. 800 W do ok. 4500 W oraz od ok. 63% do ok. 75%. Są to wartości porównywalne do otrzymywanych w układach ORC. Uzyskane wyniki badań potwierdziły, że dmuchawa powietrzna nie jest projektowana z myślą o uzyskiwaniu wysokich wartości stopnia rozprężania. Niskie wartości sprawności izentropowej należy interpretować jako wynikające z konstrukcji samej dmuchawy, a nie jako konsekwencję zasilania jej parą mokrą. W przedstawionej konfiguracji urządzenie to nie jest więc rozwiązaniem docelowym do wysokosprawnej konwersji energii. Stanowi natomiast wiarygodny demonstrator oraz bazę do rozwoju układu. W przypadku sprężarki spiralnej przeprowadzone testy potwierdziły jej wysoką efektywność przy zasilaniu parą mokrą. Planowane są więc dalsze badania eksperymentalne i modelowanie numeryczne mające na celu jak najlepsze dopasowanie takiej sprężarki do pracy w charakterze ekspandera. Istotna będzie np. analiza wpływu nieszczelności na uzyskiwaną moc i sprawność izentropową oraz optymalne dostosowanie sprężarki (geometria, materiały) do pracy w warunkach zasilania parą mokrą.

Podziękowania

Prezentowane badania zostały w całości sfinansowane przez Narodowe Centrum Nauki (umowa nr UMO-2022/47/B/ST8/02108).

Bibliografia

[1] Daniarta, S., Kolasiński, P., Imre, A.R. (2021). Thermodynamic efficiency of trilateral flash cycle, organic Rankine cycle and partially evaporated organic Rankine cycle. *Energy Conversion and Management*, 249, 114731. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2021.114731
[2] Saha, B.K., Chakraborty, B., Dutta, R. (2020). Estimation of waste heat and its recovery potential from energy-intensive industries. *Clean Technologies and Environmental Policy*, 22, 1795–1814. https://doi.org/10.1007/s10098-020-01919-7
[3] Bianchi, G., Panayiotou, G.P., Aresti, L., Kalogirou, S.A., Florides, G.A., Tsamos, K., Tassou, S.A., Christodoulides, P. (2019). Estimating the waste heat recovery in the European Union Industry. *Energy, Ecology and Environment*, 4(5), 211–221. https://doi.org/10.1007/s40974-019-00132-7
[4] Woolley, E., Luo, Y., Simeone, A. (2018). Industrial waste heat recovery: A systematic approach. *Sustainable Energy Technologies and Assessments,* 29, 50–59. https://doi.org/10.1016/j.seta.2018.07.001
[5] Mostafa, M., Ashabi, A., Hryshchenko, A., Bruton, K., O'Sullivan, Dominic T.J. (2026). A decision support tool for waste heat to heat recovery technologies in industrial sectors. *Smart Energy*, 21, 100219. https://doi.org/10.1016/j.segy.2025.100219
[6] Xu, Z.Y., Wang, R.Z., Yang, Ch. (2019). Perspectives for low-temperature waste heat recovery. *Energy*, 176, 1037–1043. https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.04.001

[7] Imran, M., Usman, M., Park, B.S., Lee, D.H. (2016). Volumetric expanders for low grade heat and waste heat recovery applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 57, 1090 – 1109. http://dx.doi.org/10.1016/j.rser.2015.12.139
[8] Wu, X., Wang, Z., Ruan, Y., Tian, Y., Zhang, H. (2026). Investigation on transient flow and internal leakage characteristics of screw expanders. *Applied Thermal Engineering*, 292, 130288. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2026.130288
[9] Bianchi, G., Kennedy, S., Zaher, O., Tassou, S.A., Miller, J., Jouhara, H. (2018). *International Journal of Refrigeration*, 88, 248–259. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2018.02.001
[10] Dawo, F., Eyerer, S., Pili, R., Wieland, Ch., Spliethoff, H. (2021). Experimental investigation, model validation and application of twin-screw expanders with different built-in volume ratios. *Applied Energy*, 282, 116139. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2020.116139
[11] Wang, Ch., Xing, Z., Sun, S., Chen, W., He, Z. (2020). Experimental study on the performance of oil-free twin-screw expanders for recovering energy in fuel cell systems. *Applied Thermal Engineering*, 165, 114613. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114613
[12] Guerron, G., Nicolalde, J.F., Martínez-Gómez, J., Dávila, P. (2024). Implementation of a waste heat recovery prototype facility based on the Rankine cycle with a twin-screw expander. *Applied Thermal Engineering*, 257, 124233. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.124233
[13] Tian, Y., Wang, Z., Liu, Z., Jiang, Z., Zhao, Z., Zhang, H. (2025). Two-phase flow characteristics and leakage in the shaft seal of steam screw expanders. International Journal of Refrigeration, 172, 214–227. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2025.01.028
[14] Nikolov, A., Brümmer, A. (2023). Two-phase mass flow rate through restrictions in liquid-flooded twin-screw compressors or expanders. *International Journal of Refrigeration*, 148, 152–167. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2023.01.017
[15] Bianchi, G., Marchionni, M., Miller, J., Tassou, S.A. (2020). Modelling and off-design performance optimisation of a trilateral flash cycle system using two-phase twin-screw expanders with variable built-in volume ratio. *Applied Thermal Engineering*, 179, 115671. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115671
[16] Emhardt, S., Tian, G., Chew, J. (2018). A review of scroll expander geometries and their performance. *Applied Thermal Engineering*, 141, 1020–1034. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.06.045
[17] Zhen, K., Shi, L., Zhang, Y., Peng, B. (2024). Performance prediction and regression analysis of scroll expander based on response surface methodology. *Case Studies in Thermal Engineering*, 60 104766. https://doi.org/10.1016/j.csite.2024.104766
[18] Santos, M., André, J., Mendes, R., Ribeiro, J.B. (2025). General framework for hermetic scroll expander modelling derived from commercial compressor. *Applied Thermal Engineering*, 271, 126314. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.126314
[19] Oh, J., Jeong, H., Kim, J., Lee, H. (2020). Numerical and experimental investigation on thermal-hydraulic characteristics of a scroll expander for organic Rankine cycle. *Applied Energy*, 278, 115672. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2020.115672
[20] Ma, Z., Bao, H., Roskilly, A.P. (2017). Dynamic modelling and experimental validation of scroll expander for small scale power generation system. *Applied Energy*, 186, 262–281. http://dx.doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.08.025
[21] Ma, X., Lv, Ch., Li, K. (2023). Accurate modelling of the scroll expander via a mechanism-incorporated data-driven method. *International Journal of Refrigeration*, 155, 32–46. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2023.09.005

[22] Muye, J., Praveen Kumar, G., Bruno, J.C., Saravanan, R., Coronas, A. (2019). Modelling of scroll expander for different working fluids for low capacity power generation. *Applied Thermal Engineering*, 159, 113932. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.113932
[23] Kim, H.J., Ahn, J.M., Park, I., Rha, P.C. (2007). Scroll expander for power generation from a low-grade steam source. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 221: 705. DOI: 10.1243/09576509JPE392
[24] Daniarta, S., Kolasiński, P., Imre, A.R., Sowa, D. (2024). Artificial intelligence-driven performance mapping: A deep learning-based investigation of a multi-vane expander in retrofitted organic Rankine cycle. *Energy Conversion and Management*, 315, 118763. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2024.118763
[25] Naseri, A., Norris, S., Subiantoro, A. (2022). Theoretical modelling and experimental investigation of the modified revolving vane expander (M-RVE). *Energy Conversion and Management*, 252, 114997. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2021.114997
[26] Singmai, W., Janpla, P., Onthong, K., Thongtip, T., Sutthivirode, K. (2025). Performance investigation of sliding vane expander based in-house development in a micro-scale ORC system. *Results in Engineering*, 27, 106541. https://doi.org/10.1016/j.rineng.2025.106541
[27] Gu, H., Chen, Y., Wu, J., Sundén, B. (2024). Novel rotary sliding vane expanders with small eccentricity and guide vane ports: Numerical simulation and structural parameter analysis. *Applied Thermal Engineering*, 254, 123820. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.123820
[28] Fatigati, F., Vittorini, D., Coletta, A., Cipollone, R. (2022). Assessment of the differential impact of scroll and sliding vane rotary expander permeability on the energy performance of a small-scale solar-ORC unit. *Energy Conversion and Management*, 269, 116169. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2022.116169
[29] Bianchi, M., Branchini, L., Casari, N., De Pascale, A., Melino, F., Ottaviano, S., Pinelli, M., Spina, P.R., Suman, A. (2019). Experimental analysis of a micro-ORC driven by piston expander for low-grade heat recovery. *Applied Thermal Engineering*, 148, 1278–1291. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.12.019
[30] Hou, X., Zhang, H., Yu, F., Liu, H., Yang, F., Xu, Y., Tian, Y., Li, G. (2017). Free piston expander-linear generator used for organic Rankine cycle waste heat recovery system. *Applied Energy*, 208, 1297–1307. http://dx.doi.org/10.1016/j.apenergy.2017.09.024
[31] Rijpkema, J., Thantla, S., Fridh, J., Andersson, S.B., Munch, K. (2021). Experimental investigation and modeling of a reciprocating piston expander for waste heat recovery from a truck engine. *Applied Thermal Engineering*, 186, 116425. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.116425
[32] Bouvier, J.L., Lemort, V., Michaux, G., Salagnac, P., Kientz, T. (2016). Experimental study of an oil-free steam piston expander for micro-combined heat and power systems. *Applied Energy*, 169, 788–798. http://dx.doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.01.122
[33] Zhao, T., Zhang, H., Hou, X., Xu, Y., Li, J., Shi, X., Wu, Y. (2019). Modelling and validation of a free piston expander-linear generator for waste heat recovery system. *Applied Thermal Engineering*, 163, 114377. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114377
[34] Report Spring 2011. www.kaeser.com. Manufacturer's material (available on request).
[35] Van Heule, X., Couvreur, K., De Paepe, M., Beyne, W., Lecompte, S. (2025). Sensitivity study of a partially evaporating organic Rankine cycle model with non-equilibrium expansion. *Applied Thermal Engineering*, 276, 126682. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.126682
[36] https://www.heliexpower.com/technology
[37] STEAG Energy Services GmbH (2019). Ebsilon Professional Version 14.02 – Release (Patch 2).

[38] Zima, W., Cebula, A., Morański, K., Cisek, J. (2025). Concept of a test stand for electricity generation from waste heat using wet steam. *Archives of Thermodynamics*, 46(2), 49–56. doi: 10.24425/ather.2025.154905
[39] https://www.linzelectric.com/uploads/ProdottiArticoli/04-E1S13S_A-41.pdf
[40] https://ro.kaeser.com/download.ashx?id=tcm:36-5944
[41] https://hitachi-industrial.eu

Rozdział 6
Wpływ zewnętrznych pól elektrycznych, magnetycznych i złożonych geometrii na procesy cieplno-przepływowe, zagadnienia fundamentalne

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_24

Wymiana ciepła w sekcji konwekcyjnej reaktora fluidalnego

ARTUR BŁASZCZUK[1], JACEK ŚMIGIELSKI[2], SZYMON JAGODZIK[3]

[1]Politechnika Częstochowska, Katedra Zaawansowanych Technologii Energetycznych
ul. Dąbrowskiego 73, 42–200 Częstochowa
[1] e-mail: artur.blaszczuk@pcz.pl
[2]Tauron Wytwarzanie S.A., Elektrownia Łagisza
ul. Pokoju 14, 42-504 Będzin
[3]Tauron Wytwarzanie S.A. Elektrownia Nowe Jaworzno
ul. Dobrej Energii 11, 43-603 Jaworzno

Keywords: współczynnik przenikania ciepła, przegrzewacze pary, ekonomizer, czynnik roboczy, spaliny

Przeprowadzono badania nad oceną intensywności wymiany ciepła w sekcji konwekcyjnej przemysłowego reaktora fluidalnego z cyrkulacyjnym złożem fluidalnym (CFB). Analiza wymiany ciepła oparta była na danych pomiarowych z 4-ech rurowych wymienników ciepła (tj. przegrzewacza pary SH Ia, przegrzewaczy pary RH Ia i RH Ib, ekonomizera ECO) o różnej geometrii układu rur. Przeprowadzono testy wydajności w szerokim zakresie obciążeń cieplnych reaktora fluidalnego z cyrkulacyjnym złożem fluidalnym (od 40%*Q* do 100%*Q*), a także przy stosunku powietrza wtórnego do powietrza pierwotnego równym 0,11. Analiza przekazywania ciepła od gorących spalin do czynnika roboczego obejmowała: (i) konwekcyjną wymianę ciepła po stronie czynnika roboczego, (ii) konwekcyjną wymianę ciepła po stronie spalin oraz (iii) radiacyjną wymianę ciepła pod stronie spalin. Analiza procesu wymiany ciepła w rurowych wymiennikach ciepła umieszczonych w sekcji konwekcyjnej przemysłowego reaktora fluidalnego uwzględniała następujące współczynniki przejmowania ciepła: (i) konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła po stronie czynnika roboczego, (ii) konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin omywających pęczki rur, (iii) radiacyjny współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin oraz (iv) radiacyjny współczynnik przejmowania ciepła od ścian sekcji konwekcyjnej do czynnika roboczego. Omówiono dane eksperymentalne jako funkcję obciążenia cieplnego reaktora, temperatury spalin, ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla i stężenia ziaren popiołu lotnego. Współczynnik przenikania ciepła wzrastał wraz ze wzrostem temperatury spalin dla wszystkich analizowanych rurowych wymienników ciepła. Ponadto wartości współczynnika przenikania ciepła maleją wraz ze wzrostem ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla dla wszystkich wymienników ciepła. Stwierdzono, że ciśnienie parcjalne dwutlenku węgla miało istotny wpływ na współczynnik przenikania ciepła. Zmiany temperatury spalin miały stosunkowo mniejszy wpływ na proces przenikanie ciepła. Współczynnik przenikania ciepła był wyższy, gdy stężenie popiołu lotnego w sekcji konwekcyjnej reaktora fluidalnego było wyższe. Badania operacyjne przeprowadzone na przemysłowym reaktorze z cyrkulacyjnym złożem fluidalnym wykazały, że parametry termodynamiczne pary wodnej również wpływają na proces wymiany ciepła. Geometria powierzchni wymiany ciepła wpływa na intensywność wymiany ciepła w sekcji konwekcyjnej przemysłowego reaktora z cyrkulacyjnym złożem fluidalnym. Ze względu na utylitarny charakter otrzymanych rezultatów, zależności pomiędzy współczynnikiem przenikania ciepła a parametrami operacyjnymi reaktora fluidalnego, zostały przedstawione przy użyciu analizy regresji. Wyniki dotyczące wymiany ciepła mogą być wykorzystane w projektowaniu, skalowaniu oraz eksploatacji przemysłowych reaktorów fluidalnych.

Wprowadzenie

Rurowe wymienniki ciepła w postaci pęczków rur o dużej objętości są najczęściej stosowanymi pionowymi/poziomymi powierzchniami konwekcyjnej wymiany ciepła, wykorzystywanymi do odzysku ciepła odpadowego w zastosowaniach przemysłowych, takich jak: wytwarzanie energii [1-4], inżynieria jądrowa [5-7], centra danych [8], a także przy fluidalnym krakingu katalitycznym [9]. Reaktory parowe ze złożem fluidalnym zyskały popularność ze względu na wiele korzyści, takich jak: elastyczność paliwowa i operacyjna, skalowalność technologii (podkrytyczne i nadkrytyczne parametry pary), niski wpływ na środowisko dzięki instalacjom CCU i CCS oraz wychwytywaniu siarki w komorze paleniskowej za pomocą wtrysku węglanu wapnia.

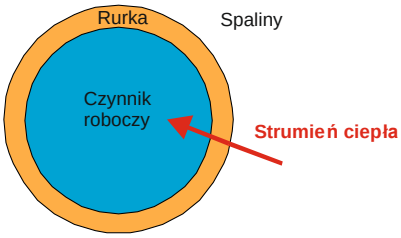
Proces wymiany ciepła w ciągu konwekcyjnym (obszar odzysku ciepła) reaktora fluidalnego jest procesem złożonym, ponieważ składa się z dwóch sposobów wymiany ciepła: konwekcji i promieniowania cieplnego. Te sposoby przenoszenia energii zależą od następujących głównych czynników: (i) parametrów spalin (temperatura wlotowa/wylotowa, skład chemiczny, masowe natężenie przepływu, właściwości termofizyczne), (ii) charakterystyki geometrycznej pęczków rur (układ rurek, grubość ścianek, podziałki, średnice, liczba rzędów i kolumn rur itp.) (iii) oraz parametrów czynnika roboczego (temperatura wlotowa/wylotowa, ciśnienie, masowe natężenie przepływu). Konwekcyjny transport ciepła zazwyczaj odgrywa dominującą rolę w transporcie energii ze spalin do pary świeżej w ciągu konwekcyjnym komercyjnych reaktorów z cyrkulacyjnym złożem fluidalnym [10]. Z drugiej jednak strony, radiacyjny transport ciepła jest silnie zależny od widmowych właściwości spalin, szczególnie w przypadku gazów trójatomowych jak CO_2 i H_2O. Właściwe zrozumienie sposobów przenoszenia ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego jest podstawową wiedzą niezbędną do tworzenia lepszych projektów, prawidłowego przewidywania danych dotyczących transportu ciepła i wydajności dużych systemów odzysku ciepła ze spalin do pary świeżej. Niestety, wyniki badań z „surowymi" danymi na temat procesu wymiany ciepła w ciągu konwekcyjnym przemysłowych reaktorów fluidalnych są bardzo rzadko publikowane w literaturze z powodu trudności pomiarowych i powodów komercyjnych. Niemniej jednak, w ciągu ostatnich 20 lat opublikowano niewiele prac badawczych skupionych na wymianie ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktorów fluidalnych. Na przykład, Cheng i inni [10] przeanalizowali wymianę ciepła w komercyjnej jednostce CFB w oparciu o wyniki dotyczące wymiany ciepła w funkcji temperatury spalin, stężenia popiołu lotnego i prędkości gazu w jednostkach CFB o wydajności 220 t/h i 165 MWe. Bordbar i inni [11] zaproponowali nową korelację opartą na metodzie strefowej i zastosowali ją do analizy szarych i nie szarych strumieni promieniowania cieplnego w ciągu konwekcyjnym typowego reaktora CFB pracującego w warunkach spalania w powietrzu/tlenie. Krzywański [12] przeanalizował zmienność współczynnika przenikania ciepła dla przegrzewaczy typu Omega w reaktorze fluidalnym o mocy 235 MWe, wykorzystując logikę rozmytą. Należy zauważyć brak większej ilości danych literaturowych na temat wydajności wymiany ciepła w przypadku wymienników ciepła zainstalowanych w ciągu konwekcyjnym przemysłowych reaktorów fluidalnych.

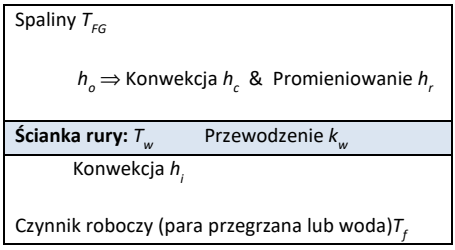
Głównym celem niniejszej pracy badawczej jest przedstawienie wybranych aspektów wydajności wymiany ciepła dla rurowych wymienników ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego, co jest interesujące dla projektantów elektrowni z punktu widzenia nie tylko projektowania i skalowania powierzchni wymiany ciepła, a także dla inżynierów ze względu na optymalizację i poprawę ich pracy w obiektach przemysłowych. W artykule omówiono wymianę ciepła dla czterech rurowych wymienników ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego eksploatowanych w różnych warunkach operacyjnych i przy zróżnicowanym obciążeniu cieplnym reaktora. Uzyskane dane

dotyczące wymiany ciepła mogą być wykorzystane podczas uruchamiania i eksploatacji przemysłowych reaktorów fluidalnych w celu zapewnienia optymalnych warunków pracy. Niniejsza praca nie tylko wypełnia lukę w dziedzinie badań instalacji wielkoskalowych, ale także dostarcza cennych, praktycznych i użytecznych informacji do walidacji procedur obliczeniowych wykorzystywanych do prawidłowego projektowania rurowych wymienników ciepła. Co ważne, osiągnięcie autorów nie ogranicza się do przegrzewaczy pary pierwotnej i wtórnej, ale może być również wykorzystane do innych niskotemperaturowych rurowych wymienników ciepła.

1. Empiryczny model wymiany ciepła

Model wymiany ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego obejmuje proces wymiany ciepła po stronie spalin i po stronie pary. W modelu współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin h_i składa się z dwóch składowych: konwekcyjna h_c i promieniowania cieplnego h_r, natomiast współczynnik przejmowania ciepła po stronie czynnika roboczego h_o obejmuje jeden sposób wymiany ciepła (konwekcję), jak pokazano na rysunku 1.





Rysunek 1. Ogólny schemat modelu wymiany ciepła

W tylnym ciągu reaktora fluidalnego nie zachodzą żadne reakcje chemiczne, które mogłyby mieć istotny wpływ na proces wymiany ciepła, zwłaszcza na wymianę ciepła poprzez promieniowanie cieplne.

Procesy osadzania się popiołu na rurowych powierzchniach wymiany ciepła są pomijane w analizie wymiany ciepła, ponieważ zainstalowane zdmuchiwacze popiołu w ciągu konwekcyjnym skutecznie zapobiegają tworzeniu się osadów popiołu lotnego. Z tego powodu, współczynnik przenikania ciepła szacuje się, korzystając z następującego równania (1):

$$U = \frac{1}{\frac{D}{d_t h_i} + \frac{D\ln(D/d_t)}{2k_w} + \frac{1}{h_o}} \tag{1}$$

gdzie D oznacza zewnętrzną średnicę rury, d_t jest wewnętrzną średnicą rury, h_i oznacza współczynnik przejmowania ciepła po stronie gazu, k_w oznacza współczynnik przewodzenia ciepła ścianki rury, a h_o odnosi się do współczynnika przejmowania ciepła po stronie pary.

1.1. Wymiana ciepła po stronie spalin

Współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin dla pęczka gładkich rur można obliczyć według następującego równania (2):

$$h_o = \xi(h_c + h_r)1.1 \tag{2}$$

gdzie ξ oznacza współczynnik korekcyjny zależny od poprzecznej i podłużnej podziałki rur, h_c oznacza konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin, a h_r oznacza radiacyjny

współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin. W powyższym równaniu (2) przyjmuje się, że udział składowej promieniowania cieplnego od ścian ciągu konwekcyjnego wynosi 10% współczynnika przejmowania ciepła h_o. Zwykle udział składowej promieniowania cieplnego od ścian sekcji konwekcyjnej reaktora mieści się w zakresie 6-15% współczynnika przejmowania ciepła h_o [13].
Konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła h_c po stronie spalin oblicza się za pomocą równania Dittusa-Boeltera (3) [14]:

$$Nu_D = \frac{h_c D}{k_{FG}} = 0.023 Re_{D,FG}^{0.8} Pr_{D,FG}^{0.4} \tag{3}$$

gdzie $Re_{D,FG}$ oznacza liczbę Reynoldsa dla średnicy hydraulicznej ciągu konwekcyjnego, $Pr_{D,FG}$ oznacza liczbę Prandtla dla spalin, D to średnica zewnętrzna rury, h_c odnosi się do konwekcyjnego przejmowania ciepła po stronie spalin, a k_{FG} reprezentuje współczynnik przewodzenia ciepła spalin. W równaniu (3) liczbę Reynoldsa $Re_{D,FG}$ oblicza się ze wzoru [15]:

$$Re_{D,FG} = \frac{\dot{m}_{FG}}{\mu_{FG} \pi D} \tag{4}$$

gdzie $\dot{m}_{FG}$ reprezentuje przepływ masowy spalin, a μ_{FG} oznacza współczynnik lepkości dynamicznej spalin. Pozostałe symbole objaśniono w równaniu (3). Właściwości fizyczne spalin określa się na podstawie średniej arytmetycznej temperatury spalin, stosując następujące równanie:

$$T_{m,FG} = \frac{T_{FG1} + T_{FG2}}{2} \tag{5}$$

W równaniu (5) indeks dolny FG1 odnosi się do wlotu spalin na pęczek rur, a indeks dolny FG2 do wylotu.
Radiacyjny współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin h_r szacuje się na podstawie następującego wzoru:

$$h_r = \frac{\sigma\left(T_{m,FG}^4 + T_w^4\right)}{\left[\frac{1}{\varepsilon_{FG}} + \frac{1}{\varepsilon_w} - 1\right]\left(T_{m,FG} - T_w\right)} \tag{6}$$

gdzie σ to stała Stefana-Bolzmanna równa 5,672×10^{-8} W/(m^2×K^4), T_w oznacza temperaturę ścianki rury, $T_{m,FG}$ reprezentuje średnią temperaturę spalin, ε_w oznacza emisyjność powierzchni rury, a ε_{FG} oznacza emisyjność spalin. Należy zauważyć, że radiacyjny strumień ciepła jest silnie zależny od emisyjności spalin. Jeśli znany jest skład spalin, całkowitą emisyjność spalin definiuje się następująco:

$$\varepsilon_{FG} = f_k\left(\varepsilon_{H_2O} + \varepsilon_{CO_2}\right) \tag{7}$$

Parametr f_k w równaniu (7) oznacza współczynnik korekcji emisyjności spalin, ε_{H2O} odnosi się do emisyjności pary wodnej, a ε_{CO2} oznacza emisyjność dwutlenku węgla. W przypadku reaktorów fluidalnych w dużej skali technicznej współczynnik korekcyjny f_k można obliczyć z następującego wzoru [15]:

$$f_k = 1 + \frac{0.25\left(p_{H_2O\,w} L + p_{CO_2\,w} L\right)}{0.11 + \left(p_{H_2O\,w} L + p_{CO_2\,w} L\right)}\left(1 - \frac{p_{CO_2\,w} L}{\left(p_{H_2O\,w} L + p_{CO_2\,w} L\right)}\right) ln\left(1 - \frac{p_{CO_2\,w} L}{\left(p_{H_2O\,w} L + p_{CO_2\,w} L\right)}\right) \tag{8}$$

gdzie L oznacza efektywną grubość warstwy promieniującej, $p_{H_2O\,w}$ i $p_{CO_2\,w}$ to ciśnienia parcjalne pary wodnej i dwutlenku węgla w temperaturze ścianki, odpowiednio. W zaproponowanym modelu wymiany ciepła kształt i wymiar warstwy promieniującego gazu są uwzględniane w efektywnej

grubości warstwy promieniującej. Efektywna grubość warstwy promieniującej jest opisana równaniem (9) i podana jest w pracy [16]:

$$L = 3.6\frac{D}{4}\left(\frac{4}{\pi}\frac{s_1 s_2}{D^2} - 1\right) \tag{9}$$

gdzie s_1 oznacza poprzeczną podziałkę rur, a s_2 oznacza podłużną podziałkę rur. Symbol D jest objaśniony w równaniach (1) i (3).

Emisyjność pary wodnej jest wyrażona jako funkcja temperatury spalin oraz ciśnienia parcjalnego, efektywnej grubości warstwy promieniującej, średniej temperatury spalin i temperatury ścianki [17]:

$$\eta_{H_2O} = f\left(T_{FG};\ Lp_{H_2O\,w} = Lp_{H_2O}\left(\frac{T_w}{T_{m,FG}}\right)\right) \tag{10}$$

gdzie p_{H_2O} reprezentuje ciśnienie parcjalne H_2O. Inne symbole użyte w równaniu (10) są wyjaśnione w równaniach (6) i (8).

Emisyjność dwutlenku węgla można wyznaczyć w podobny sposób jak emisyjność pary wodnej. Jednakże emisyjność dwutlenku węgla dla reaktorów fluidalnych jest wyznaczana za pomocą następującego wzoru [15]:

$$\varepsilon_{CO_2} = a_1 + a_2\left(\frac{273-T_{m,FG}}{1000}\right) + a_3\left(\frac{273-T_{m,FG}}{1000}\right)^2 + a_4\left(\frac{273-T_{m,FG}}{1000}\right)^3 \tag{11}$$

W równaniu (11) współczynniki a_i = 1, 2, 3, 4 oszacowano na podstawie następującego równania (12), natomiast wszystkie stałe (a_i, b_i, c_i, d_i, $a_{\infty i}$) i wykładniki (m_i, n_i) wymieniono w pracy [15]:

$$a_i = \frac{b_i(p_{CO_2}L)^{n_i}}{c_i+(p_{CO_2}L)^{n_i}} + \frac{(a_{\infty i}-b_i)(p_{CO_2}L)^{m_i}}{d_i+(p_{CO_2}L)^{m_i}} \qquad (i = 4). \tag{12}$$

1.2. Wymiana ciepła po stronie czynnika roboczego

Konwekcyjny współczynnik przejmowania ciepła po stronie pary oblicza się według równania Sieder-Tate'a [18] w następujący sposób:

$$\frac{h_i}{U_f \rho_f c_f} Pr^{0.66}\left[\frac{\mu_{fw}}{\mu_f}\right]^{0.14} = \frac{0.023}{Re^{0.2}} \tag{13}$$

gdzie U_f reprezentuje prędkość pary wewnątrz rury, ρ_f oznacza gęstość pary, c_f to ciepło właściwe pary, Pr i Re oznaczają odpowiednio liczbę Prandtla i liczbę Reynoldsa dla pary wewnątrz rury, μ_f i μ_{fw} odnoszą się do lepkości dynamicznej pary w temperaturze pary i temperaturze ścianki rury. Wszystkie właściwości fizyczne pary są określone dla temperatury ścianki powierzchni wymiany ciepła (równanie (14)) zaproponowanej przez Walasa [19] i średniej arytmetycznej temperatury pary (równanie (15)), korzystając przy tym z następujących zależności:

$$T_w = 100 + 0.5\left(T_{f1} + T_{f2}\right) \tag{14}$$

$$T_m = 0.5\left(T_{f1} + T_{f2}\right) \tag{15}$$

gdzie T_w oznacza temperaturę ścianki, T_{f1} oznacza temperaturę pary przegrzanej/wody na wlocie do wymiennika ciepła, T_{f2} oznacza temperaturę pary przegrzanej/wody na wylocie z wymiennika ciepła, a T_m to średnia arytmetyczna temperatury pary przegrzanej lub wody.

2. Obiekt badań

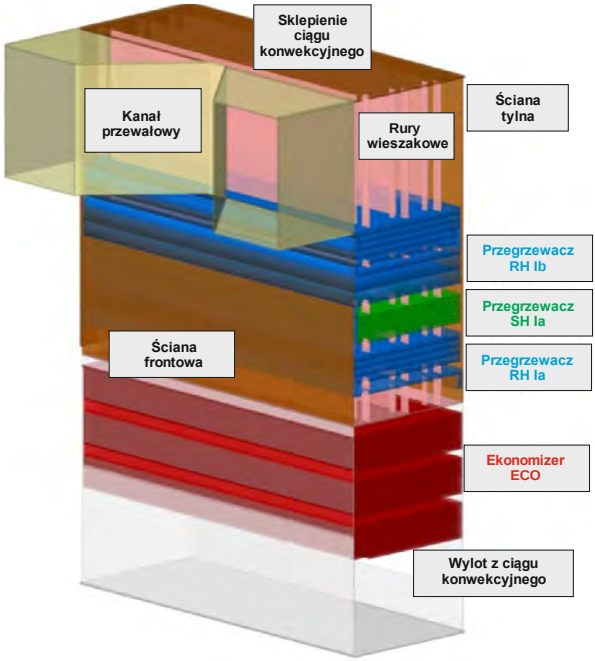
Obszar odzysku ciepła ze spalin w przemysłowym reaktorze ze złożem fluidalnym stanowi kanał ciągu konwekcyjnego o wymiarach 8524 × 22980 mm, odpowiednio szerokości i głębokości. W ciągu konwekcyjnym reaktora ze złożem fluidalnym (FB) o wydajności 1300 t/h znajdują się cztery rurowe wymienniki ciepła, takie jak: przegrzewacz RH Ib, przegrzewacz SH Ia, przegrzewacz RH Ia i ekonomizer ECO. Każdy z wyżej wymienionych wymienników ciepła zawiera dwa elementy tj.: pęczek rur i kolektory. Pęczki rur stanowią główne powierzchnie wymiany ciepła, które są wykonane ze stali o współczynniku przewodzenia ciepła 33,7 W/(mK). Spośród właściwości geometrycznych, najważniejszymi parametrami są m.in.: podziałka poprzeczna/podłużna, zewnętrzna i wewnętrzna średnica rur, położenie i wymiary wymiennika ciepła. Charakterystyka geometryczna analizowanych wymienników ciepła została podana w tabeli 1.

Tabela 1 Charakterystyki geometryczne rurowych wymienników ciepła

Wymiennik ciepła	Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Wartość
Przegrzewacz RH Ib	Średnica zewnętrzna rury	D	mm	51
	Średnica wewnętrza rury	d_t	mm	39
	Liczba rzędów rurek	n_r	szt.	40
	Liczba rur w rzędzie	n_t	szt.	110
	Podziałka poprzeczna	s_1	mm	208
	Podziałka podłużna	s_2	mm	88.72
Przegrzewacz SH Ia	Średnica zewnętrzna rury	D	mm	45
	Średnica wewnętrza rury	d_t	mm	29
	Liczba rzędów rurek	n_r	szt.	16
	Liczba rur w rzędzie	n_t	szt.	220
	Podziałka poprzeczna	s_1	mm	104
	Podziałka podłużna	s_2	mm	102.67
Przegrzewacz RH Ia	Średnica zewnętrzna rury	D	mm	51
	Średnica wewnętrza rury	d_t	mm	41
	Liczba rzędów rurek	n_r	szt.	28.5
	Liczba rur w rzędzie	n_t	szt.	220
	Podziałka poprzeczna	s_1	mm	104
	Podziałka podłużna	s_2	mm	103.62
Ekonomizer ECO	Średnica zewnętrzna rury	D	mm	57
	Średnica wewnętrza rury	d_t	mm	37
	Liczba rzędów rurek	n_r	szt.	42
	Liczba rur w rzędzie	n_t	szt.	255
	Podziałka poprzeczna	s_1	mm	90
	Podziałka podłużna	s_2	mm	150

Źródło: opracowanie własne

W badaniach wymiany ciepła, istotne właściwości topologiczne to kierunek przepływu czynnika roboczego w rurach oraz połączenie pęczków rur, tj. z jakim innym elementem każdy pęczek rur jest połączony i w jaki sposób. Układy wymienników ciepła obejmują wiele rzędów rur w przepływie krzyżowym czynnika roboczego względem spalin. Ponadto, wszystkie rurowe wymienniki ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego są wykonane z gładkich rur w układzie przestawnym. Przegrzewacze (tj. RH Ib i RH Ia), a także przegrzewacz SH Ia, są zawieszone na kilku rzędach rur wieszakowych, jak zilustrowano na rysunku 2.



Rysunek 2. Topologia rozmieszczenia wymienników ciepła w ciągu konwekcyjnym przemysłowego reaktora fluidalnego

3. Dane wejściowe

W celu analizy transportu energii ze spalin do pary świeżej w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego, przeprowadzono testy wydajności przy zmiennych obciążeniach cieplnych przemysłowego reaktora fluidalnego, tj.: 100%*Q*, 80%*Q*, 60%*Q* i 40%*Q*. Testy operacyjne w reaktorze fluidalnym dostarczyły danych eksperymentalnych umożliwiających ocenę procesu wymiany ciepła dla czterech rurowych wymienników ciepła (tj. RHIb, SH Ia, RHIa, ECO) zlokalizowanych w ciągu konwekcyjnym. Dane eksperymentalne gromadzono podczas miesięcznej eksploatacji przemysłowego reaktora fluidalnego. Podczas wszystkich testów rejestrowano parametry cieplne i przepływowe w każdym z wyżej wymienionych wymienników ciepła, takie jak: temperatura i ciśnienie pary na wlocie i wylocie, a także przepływ masowy. Dokonano tego za pomocą systemu monitorowania parametrów procesowych zainstalowanego w reaktorze fluidalnym. Wszystkie parametry pary przegrzanej i wody zasilającej przemysłowy reaktor fluidalny przedstawiono w tabeli 2.

Tabela 2 Główne parametry czynnika roboczego w wymiennikach ciepła przy zmieniającym się obciążeniu cieplnym reaktora fluidalnego (40% - 100%)

Wymiennik ciepła (medium)	Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Zakres
Przegrzewacz RH Ib (para wtórna)	Ciśnienie na wlocie	p_{fin_RHIb}	MPa	2.06 – 4.96
	Ciśnienie na wylocie	p_{fout_RHIb}	MPa	2.11 – 5.03
	Temperatura na wlocie	T_{fin_RHIb}	K	640 – 667
	Temperatura na wylocie	T_{fout_RHIb}	K	760 – 749
	Przepływ masowy	$\dot{m}_{f\ RHIb}$	kg/s	145 – 352

Wymiennik ciepła (medium)	Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Zakres
Przegrzewacz SH Ia (para pierwotna)	Ciśnienie na wlocie	p_{fin_SHIa}	MPa	16.46 – 29.62
	Ciśnienie na wylocie	p_{fout_SHIa}	MPa	16.37 – 29.14
	Temperatura na wlocie	T_{fin_SHIa}	K	699 – 709
	Temperatura na wylocie	T_{fout_SHIa}	K	716 – 720
	Przepływ masowy	$\dot{m}_{f\ SHIa}$	kg/s	143 – 361
Przegrzewacz RH Ia (para wtórna)	Ciśnienie na wlocie	p_{fin_RHIa}	MPa	2.06 – 496
	Ciśnienie na wylocie	p_{fout_RHIa}	MPa	2.11 – 5.03
	Temperatura na wlocie	T_{fin_RHIa}	K	577 – 579
	Temperatura na wylocie	T_{fout_RHIa}	K	640 – 667
	Przepływ masowy	$\dot{m}_{f\ RHIa}$	kg/s	145 – 352
Ekonomizer ECO (woda zasilająca)	Ciśnienie na wlocie	p_{fin_ECO}	MPa	16.82 – 30.87
	Ciśnienie na wylocie	p_{fout_ECO}	MPa	16.79 – 30.68
	Temperatura na wlocie	T_{fin_ECO}	K	508 – 559
	Temperatura na wylocie	T_{fout_ECO}	K	581 – 609
	Przepływ masowy	$\dot{m}_{f\ ECO}$	kg/s	120 – 347

Źródło: opracowanie własne.

Parametry fizyczne pary wodnej określono w funkcji temperatury i ciśnienia, opierając się na zależnościach empirycznych z normy IAPWS-IF97 opracowanej przez Międzynarodowe Stowarzyszenie Właściwości Wody i Pary [20].
Ponadto, główne parametry spalin przepływających pomiędzy pęczkami rur rejestrowano w czasie rzeczywistym podczas kampanii pomiarowej. Temperatura i ciśnienie spalin, przepływ masowy oraz ich skład chemiczny są rejestrowane przez układ sterowania reaktorem. W tabeli 3 wyszczególniono wybrane wartości parametrów spalin zarejestrowane podczas testów operacyjnych.

Tabela 3 Główne parametry spalin użyte w modelu wymiany ciepła

Parametr		Oznaczenie	Jednostka	Zakres
O_2		X_{O_2}	vol.%	3,45 – 7,00
CO_2		X_{CO_2}	vol.%	17,90 – 18,20
H_2O		X_{H_2O}	vol.%	8,20 – 12,60
N_2		X_{N_2}	vol.%	66,33 – 66,80
Przepływ masowy		$\dot{m}_{FG}$	kg/s	363 – 662
Średnia temperatura spalin	@ RH Ib	$T_{m,FG}$	K	824– 933
	@ SH Ia	$T_{m,FG}$	K	744 – 804
	@ RH Ia	$T_{m,FG}$	K	690 – 732
	@ ECO	$T_{m,FG}$	K	613 – 639

Źródło: opracowanie własne.

W empirycznym modelu wymiany ciepła do określenia parametrów fizycznych spalin wykorzystano zależności empiryczne przedstawione w pracach [15, 21]. W tabeli 4 wyszczególniono główne właściwości fizyczne spalin przy zmieniającym się obciążeniu cieplnym reaktora od 40% do pełnego obciążenia.

Tabela 4 Właściwości fizyczne spalin dla empirycznego modelu wymiany ciepła

Wymiennik ciepła	Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Zakres
Przegrzewacz RH Ib	Ciepło właściwe	$c_{p\ FG_RHIb}$	J/(kg×K)	1,132 – 1,211
	Lepkość dynamiczna	μ_{FG_RHIb}	Pa×s	$2{,}719\times10^{-5}$ – $3{,}050\times10^{-5}$
	Przewodność cieplna	λ_{FG_RHIb}	W/(m×K)	0,0394 – 0,0475
	Gęstość	ρ_{FG_RHIb}	kg/m^3	0,3896 – 0,4498
Przegrzewacz SH Ia	Ciepło właściwe	$c_{p\ FG_SHIa}$	J/(kg×K)	1,108 – 1,169
	Lepkość dynamiczna	μ_{FG_SHIa}	Pa×s	$2{,}417\times10^{-5}$ – $2{,}593\times10^{-5}$
	Przewodność cieplna	λ_{FG_SHIa}	W/(m×K)	0,0340 – 0,0386
	Gęstość	ρ_{FG_SHIa}	kg/m^3	0,4518 – 0,4726
Przegrzewacz RH Ia	Ciepło właściwe	$c_{p\ FG_RHIa}$	J/(kg×K)	1,093 – 1,147
	Lepkość dynamiczna	μ_{FG_RHIa}	Pa×s	$2{,}202\times10^{-5}$ – $2{,}318\times10^{-5}$
	Przewodność cieplna	λ_{FG_RHIa}	W/(m×K)	0,0303 – 0,0336
	Gęstość	ρ_{FG_RHIa}	kg/m^3	0,4962 – 0,5371
Ekonomizer ECO	Ciepło właściwe	$c_{p\ FG_ECO}$	J/(kg×K)	1,086 – 1,121
	Lepkość dynamiczna	μ_{FG_ECO}	Pa×s	$1{,}794\times10^{-5}$ – $1{,}941\times10^{-5}$
	Przewodność cieplna	λ_{FG_ECO}	W/(m×K)	0,0238 – 0,0272
	Gęstość	$\rho_{FG\ ECO}$	kg/m^3	0,5684 – 0,6233

Źródło: opracowanie własne.

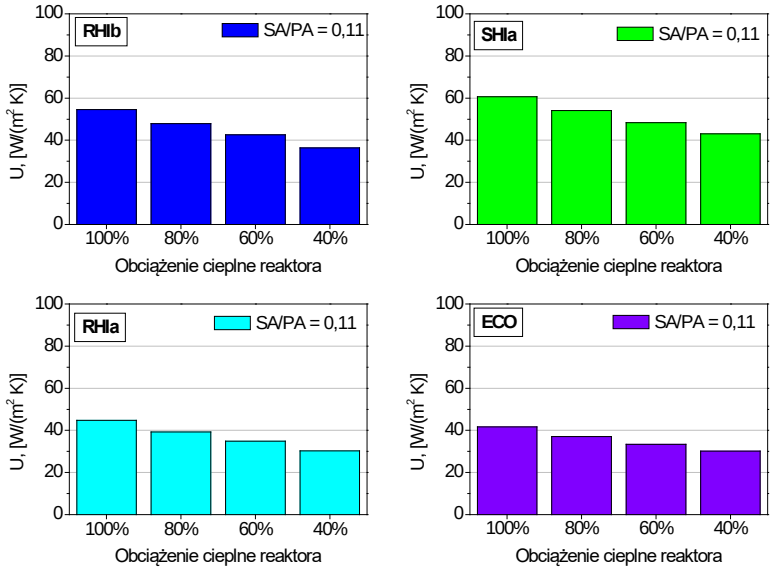
Podczas pracy reaktora fluidalnego przy niższych obciążeniach (poniżej 75%*Q* obciążenia cieplnego), ciśnienie pary świeżej jest niższe od ciśnienia krytycznego (22 200 kPa), a przy wyższych obciążeniach cieplnych, przemysłowy reaktor fluidalny pracuje w warunkach nadkrytycznych.

4. Wyniki wraz z dyskusją

W rozdziale przedstawiono obliczone wartości współczynniki przenikania ciepła odnoszące się do czterech analizowanych wymienników ciepła: RH Ib, SH Ia, RH Ia i ECO. Wartości współczynnika przenikania ciepła dla powyżej wymienionych rurowych wymienników ciepła wyznaczono za pomocą empirycznego modelu wymiany ciepła opisanego w rozdziale 2. Dane dotyczące przenikania ciepła uzyskano dla charakterystyk geometrycznych wymienników ciepła podanych w tabeli 1, a także danych wejściowych zawartych w tabelach 2 i 3. Współczynnik przenikania ciepła obliczono dla ustalonych warunków pracy przemysłowego reaktora fluidalnego o wydajności 1300 t/h.

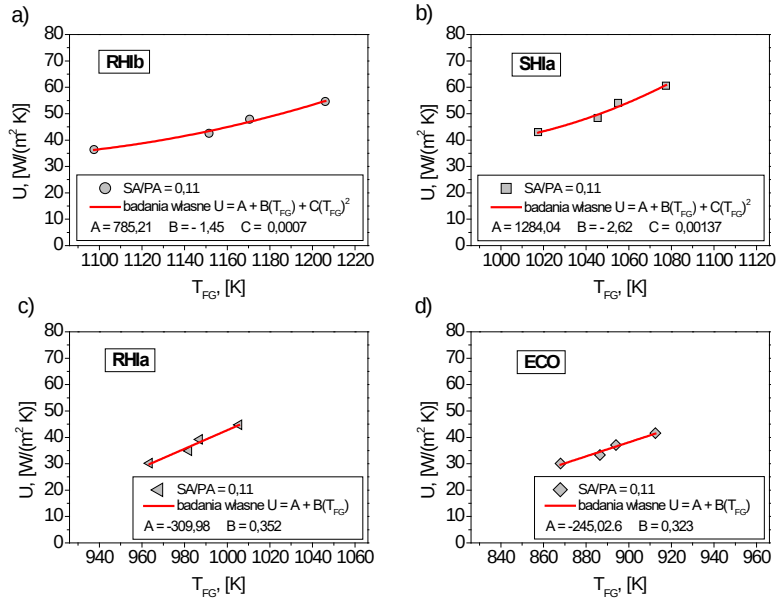
Rysunek 3 przedstawia obliczone wartości współczynnika przenikania ciepła oraz ilustruje wpływ wzrostu obciążenia cieplnego reaktora fluidalnego z 40% do 100% obciążenia nominalnego na intensywność przekazywania ciepła od spalin do czynnika roboczego.

Jak pokazano na rysunku 3, współczynnik przenikania ciepła dla każdego wymiennika ciepła w ciągu konwekcyjnym wzrastał wraz ze wzrostem obciążenia cieplnego reaktora fluidalnego. Współczynnik przenikania ciepła wzrósł z 30,1 W/(m^2×K) do 60,6 W/(m^2×K), gdy obciążenie reaktora wzrosło z 40%*Q* do 100%*Q*. Głównymi czynnikami wpływającymi na zwiększenie przenikania ciepła w ciągu konwekcyjnym były temperatura spalin i przepływ masowy spalin wokół pęczków rur. Podczas testów operacyjnych zaobserwowano, że różnica między eksperymentalnymi danymi dotyczącymi przenikania ciepła a wartością projektową nie przekroczyła +12% dla następujących wymienników ciepła: RH Ib, SH Ia i RH Ia. W przypadku ekonomizera ECO pracującego przy pełnym obciążeniu reaktora została osiągnięta rozbieżność na poziomie -34%. Uzyskane wyniki mogą zatem posłużyć do weryfikacji wytycznych dotyczących projektowania i skalowania przemysłowych wymienników ciepła.



Rysunek 3. Zmiana współczynnika przenikania ciepła w analizowanych wymiennikach ciepła na skutek wzrostu obciążenia cieplnego reaktora

Rysunek 4 przedstawia wpływ temperatury spalin na współczynnik przenikania ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego. Podczas testów operacyjnych temperatura spalin w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego wahała się w zakresie od 868 K do 1151 K.



Rysunek 4. Współczynnik przenikania ciepła w zależności od temperatury spalin dla czterech rurowych wymienników ciepła: a) przegrzewacz pary RH Ib, b) przegrzewacz pary SH Ia, c) przegrzewacz pary RH Ia, d) ekonomizer ECO

Jak pokazano na rysunku 4, obliczone współczynniki przenikania ciepła wzrosły wraz ze zwiększeniem temperatury spalin wewnątrz ciągu konwekcyjnego reaktora fluidalnego.

Zmiany wartości współczynnika przenikania ciepła w funkcji temperatury spalin dla wszystkich analizowanych wymienników ciepła są jakościowo podobne do danych z przemysłowych reaktorów fluidalnych [10]. Rezultaty te potwierdzają, iż uzyskane wartości współczynnika przenikania ciepła są wiarygodne i typowe dla komercyjnych reaktorów fluidalnych. Temperatura spalin ma istotny wpływ na współczynnik przenikania ciepła. Istnieje jakościowe podobieństwo między obliczonymi współczynnikami przenikania ciepła dla zestawu danych przegrzewacza RHIa i przegrzewacza SHIa. Stwierdzono również podobieństwo jakościowe dla danych dotyczących wymiany ciepła dla pozostałych dwóch rurowych wymienników ciepła tj.: przegrzewacza SHIa i ekonomizera ECO. W zakresie temperatury spalin od 1017 K do 1206 K, zmiana współczynnika przenikania ciepła jest charakteryzowana przez funkcję wielomianową. Dla temperatury spalin w przedziale od 868 K do 1005 K, zmienność współczynnika przenikania ciepła w przegrzewaczu RH Ia i ekonomizerze ECO jest prawie liniowa. Najwyższe zmiany dynamikę zmian wartości współczynnika przenikania ciepła w funkcji temperatury spalin odnotowano odpowiednio dla przegrzewacza RH Ib (ΔU = 18,2 W/(m²×K)) i przegrzewacza SH Ia (ΔU = 17,58 W/(m²×K)). Natomiast najniższe zmiany wartości współczynnika przenikania ciepła zaobserwowano dla ekonomizera ECO (ΔU =11,5 W/(m²×K).

Zmiany współczynnika przenikania ciepła wraz ze stężeniem popiołu lotnego w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego przedstawiono na rysunku 5. Stężenie popiołu lotnego określono na podstawie zarejestrowanej gęstości zawiesiny w obszarze wylotowym komory spalania reaktora fluidalnego, biorąc przy tym pod uwagę również sprawność separatora kompaktowego. Podczas testów operacyjnych sprawność separacji fazy stałej η w separatorze kompaktowym mieściła się w zakresie od 99,68% do 99,84% [22], a parametr η oszacowano za pomocą następującego równania (16) zaproponowanego przez Bisa [23].

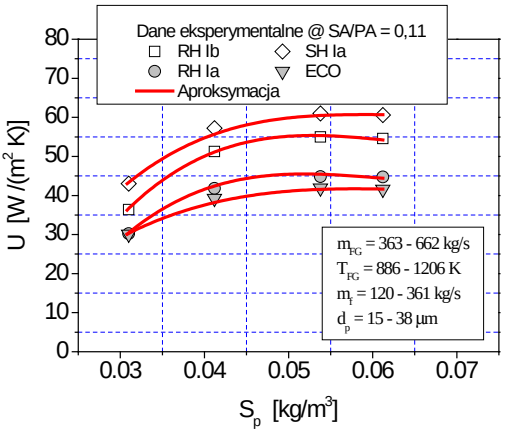
$$\eta = 1 - exp\left\{-a\left(\frac{2\pi C^2 H_{sep}}{\beta_{drag} R_{vortex}^2 \dot{V}_{FG}} - 1\right)\right\} \tag{16}$$

W równaniu 16, symbol *a* jest współczynnikiem zależnym od ruchu wirowego ziaren, *C* oznacza współczynnik zależny od prędkości wlotowej spalin oraz wymiarów geometrycznych separatora ziaren (wysokość & promień => $C = U_{FG1}R_{sep}$), H_{sep} reprezentuje wysokość separatora kompaktowego, β_{drag} odnosi się do współczynnika proporcjonalności, R_{vortex} oznacza promień rury wylotowej gazu, a $\dot{V}_{FG}$ to przepływ objętościowy spalin. Obliczony współczynnik przenikania ciepła dla czterech analizowanych wymienników ciepła wzrasta z 30,10 W/(m²×K) do 61,01 W/(m²×K) wraz ze wzrostem stężenia popiołu lotnego z 0,031 kg/m³ do 0,053 kg/m³.

W wymiennikach ciepła RH Ib i SH Ia profile danych wymiany ciepła wykazują podobne trendy zmienności wraz ze zmianą stężenia popiołu lotnego. Zmiany współczynników przenikania ciepła wraz ze stężeniem popiołu lotnego dla przegrzewacza RH Ia i ekonomizera ECO są niewielkie. W analizowanych wymiennikach ciepła RH Ia i ECO wzrost wartości współczynnika przenikania ciepła wraz ze wzrostem stężenia popiołu lotnego wynosi odpowiednio 14,50 W/(m²×K) i 11,50 W/(m²×K). Podobną tendencję zmian wartości współczynnika przenikania ciepła w ciągu konwekcyjnym zaobserwowali Cheng i inni [10] w komercyjnym reaktorze fluidalnym o wydajności 220 t/h.

Charakterystyka geometryczna rurowych wymienników ciepła i temperatura spalin miały wpływ na intensywność wymiany ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego. Duży spadek temperatury spalin wzdłuż kierunku ich przepływu doprowadził do wyższych wartości współczynnika przenikania

ciepła w przypadku przegrzewacza RH Ib i przegrzewacza SH Ia, w przeciwieństwie do danych dotyczących przenikania ciepła uzyskanych z przegrzewacza RH Ia i ekonomizera ECO.



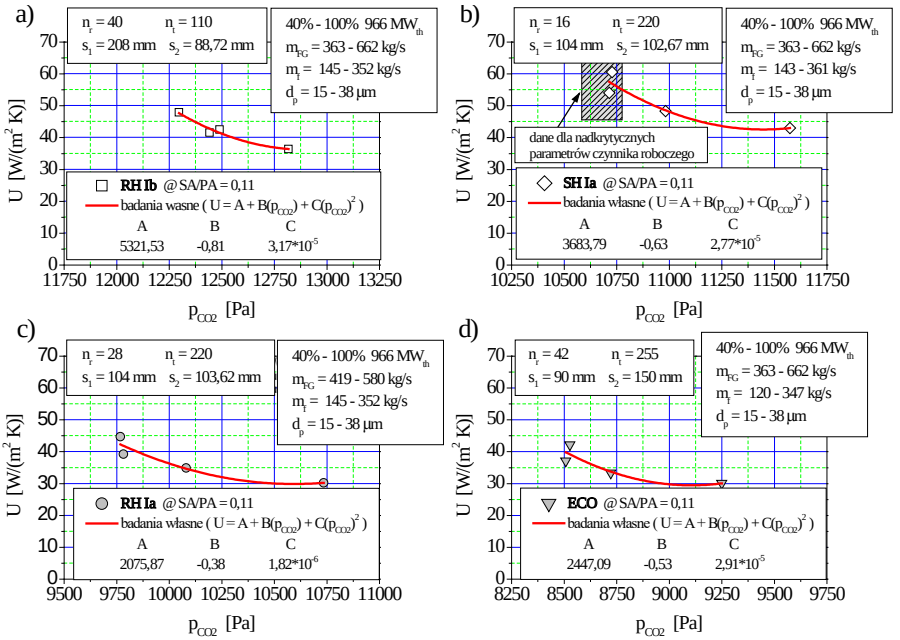
Rysunek 5. Wpływ stężenia popiołu lotnego na współczynnik przenikania ciepła.

Porównanie współczynników przenikania ciepła pomiędzy czterema wymiennikami ciepła przy danym ciśnieniu parcjalnym CO_2 przedstawiono na rysunku 6. Do oszacowania wartości ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla wykorzystano równanie Clapeyrona (17).

$$p_{CO_2} = \frac{\dot{m}_{FG} X_{CO_2}}{M_{CO_2} \dot{V}_{FG}} R T_{FG} \tag{17}$$

gdzie $\dot{m}_{FG}$ oznacza przepływ masowy spalin, X_{CO_2} to udział objętościowy dwutlenku węgla w spalinach, M_{CO_2} oznacza masę molową dwutlenku węgla, $\dot{V}_{FG}$ reprezentuje objętościowe natężenie przepływu spalin, *R* oznacza uniwersalną stałą gazową, a T_{FG} to temperatura spalin.
Rysunek 6 ilustruje zmienność współczynnika przenikania ciepła w funkcji ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego, gdzie poszczególne wykresy (a), (b), (c) i (d) odpowiadają czterem rurowym wymiennikom ciepła.

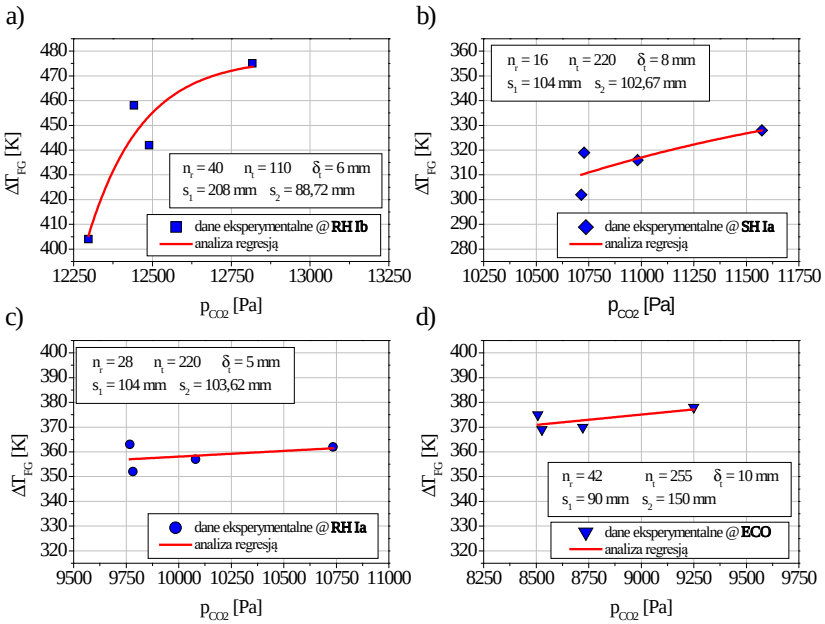
Współczynnik przenikania ciepła maleje wraz ze wzrostem ciśnienia parcjalnego CO_2, a także wraz z kierunkiem przepływu spalin. Dane eksperymentalne dotyczące intensywności przenikania ciepła są znacznie wyższe, podczas gdy przegrzewacz pary SH Ia pracuje w warunkach nadkrytycznych przy obciążeniach cieplnych reaktora 100%*Q* i 80%*Q*. Zatem zastosowanie czynnika roboczego o parametrach nadkrytycznych pozwoliło na zwiększenie przenikania ciepła ze spalin do pęczka rur przegrzewacza SH Ia. W ciągu konwekcyjnym para przepływała przez wymienniki ciepła (RH Ib, SH Ia, RH Ia i ECO) w znacząco różniących się warunkach termodynamicznych podczas wszystkich testów. Zaobserwowany spadek współczynnika przenikania ciepła dla wszystkich analizowanych wymienników ciepła wynikał ze spadku współczynnika przewodzenia ciepła spalin wraz ze spadkiem obciążenia reaktora fluidalnego. Wpływ ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla na współczynnik przenikania ciepła jest odwrotny niż temperatura spalin.



Rysunek 6. Współczynnik przenikania ciepła w zależności od ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla: a) przegrzewacz RH Ib, b) przegrzewacz SH Ia, c) przegrzewacz RH Ia, d) ekonomizer ECO

Rysunek 7 przedstawia spadek temperatury spalin na poszczególnych rurowych wymiennikach ciepła w korelacji z ciśnieniem parcjalnym dwutlenku węgla. Największą różnicę temperatury spalin przed i za rurowym wymiennikiem ciepła stwierdzono dla wymiennika ciepła RH Ib. Wynika to z dużej powierzchni wymiany ciepła (tj. przegrzewacza RH Ib, sklepienie ciągu konwekcyjnego, pęczków rur, klatki konwekcyjnej) za kanałem przewałowym w górnej części ciągu konwekcyjnego. Ponadto, w górnej części ciągu konwekcyjnego temperatura spalin wahała się w zakresie od 794 K do 1034 K. Zmienność współczynnika przenikania ciepła ma podobny trend dla przegrzewacza pary SH Ia, przegrzewacza pary RH Ia, a także ekonomizera ECO. Wyjątkiem od tej reguły są dane eksperymentalne dla przegrzewacza RH Ib.

Gradient temperatury w kierunku przepływu spalin w przegrzewaczu RH Ib wynosi średnio 28 K/m. Z drugiej strony, w przypadku ekonomizera ECO zainstalowanego w dolnej części ciągu konwekcyjnego reaktora gradient temperatury wynosi ok. 15 K/m. Niska temperatura spalin w ciągu konwekcyjnym doprowadziła do dużego udziału składowej konwekcyjnej w strumieniu ciepła, który był przekazywany ze spalin do czynnika roboczego (pary przegrzanej lub wody zasilającej). Udział składowej promieniowania cieplnego w strumieniu ciepła był pomijalnie mały. Warto zauważyć, że spadek temperatury spalin na poszczególnych wymiennikach ciepła odgrywał istotną rolę w procesie wymiany ciepła i zależał od ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla. Wiele innych czynników, w tym grubość ścianki rur, układ rur i liczba rzędów rur w pęczkach, wpływało na turbulencję przepływu spalin w przestrzeniach międzyrurowych, a tym samym na intensywność procesu wymiany ciepła.



Rysunek 7. Spadek temperatury spalin w wymiennikach ciepła w ciągu przemysłowego reaktora fluidalnego: a) przegrzewacz RH Ib, b) przegrzewacz SH Ia, c) przegrzewacz RH Ia, d) ekonomizer ECO

Podsumowanie

Zaproponowano empiryczny model wymiany ciepła do oceny intensywności przenikania ciepła od spalin do czynnika roboczego przepływającego przez pęczki rur przegrzewaczy i podgrzewacza wody zasilającej reaktor fluidalny. Poniżej zamieszczono następujące główne wnioski:

- wraz ze spadkiem obciążenia cieplnego reaktora fluidalnego ze 100% do 40%, współczynnik przenikania ciepła spada z 54,5 W/(m²·K) do 30,2 W/(m²·K),
- dla czterech badanych rurowych wymienników ciepła intensywność wymiany ciepła rośnie wraz ze wzrostem obciążenia cieplnego reaktora fluidalnego,
- temperatura spalin jest istotnym czynnikiem wpływającym na proces wymiany ciepła w ciągu konwekcyjnym reaktora fluidalnego,
- ze względu na nadkrytyczne parametry czynnika roboczego, wartość współczynnika przenikania ciepła utrzymywała się na najwyższym poziomie,
- wzrost stężenia popiołu lotnego w ciągu konwekcyjnym powoduje wyższe wartości współczynnika przenikania ciepła,
- wzrostowi ciśnienia parcjalnego CO_2 towarzyszy spadek wartości współczynnika przenikania ciepła. Jednym z wyjaśnień tego faktu jest wysokie stężenie CO_2 w spalinach i spadek wartości współczynnika przewodzenia ciepła medium przepływającego w przestrzeni międzyrurowej,
- spadek temperatury spalin na poszczególnych wymiennikach ciepła zależał od ciśnienia parcjalnego dwutlenku węgla oraz charakterystyki geometrycznej danego wymiennik ciepła.

Uzyskane wyniki przedstawione w niniejszej pracy stanowią obiecujące dane dla walidacji procedur projektowania wymienników ciepła, a także dla rozwoju systemów odzysku ciepła na dużą skalę,

charakteryzujących się wysoką sprawnością i możliwościami produkcyjnymi. Współczynnik przenikania ciepła obliczony z równania (1) jest zgodny z dostępnymi danymi dotyczącymi przenikania ciepła z komercyjnych reaktorów fluidalnych. Dane dotyczące przenikania ciepła można wykorzystać do projektowania rurowych wymienników ciepła dla przemysłowych reaktorów fluidalnych. Zaproponowany model wymiany ciepła jest użytecznym narzędziem do walidacji projektów wymienników ciepła w reaktorach fluidalnych i może być stosowany w innych typach lub rozmiarach reaktorów przemysłowych, takich jak reaktory opalane pyłem węglowym.

Podziękowania

Niniejsza praca została dofinansowana z dotacji statutowej Wydziału Infrastruktury i Środowiska Politechniki Częstochowskiej. Autorzy pragną serdecznie podziękować pracownikom Tauron Wytwarzanie S.A. Elektrownia Łagisza za wsparcie techniczne w zakresie dostarczania danych eksploatacyjnych i konstrukcyjnych. Badania naukowe sfinansowano ze środków dotacji statutowej Wydziału Infrastruktury i Środowiska Politechniki Częstochowskiej.

Nomenklatura

a	współczynnik w rów. (16)
a_1	współczynnik w rów. (11)
a_2	współczynnik w rów. (11)
a_3	współczynnik w rów. (11)
A	współczynnik
B	współczynnik
c	ciepło właściwe ($J \times kg^{-1} \times K^{-1}$)
C	współczynnik w rów. (16)
d_t	średnica wewnętrzna rury (mm)
D	średnica zewnętrzna rury (mm)
f_k	współczynnik korekcyjny w rów. (8)
h_i	współczynnik przejmowania ciepła po stronie spalin ($W \times m^{-2} \times K^{-1}$)
h_o	współczynnik przejmowania ciepła po stronie czynnika roboczego ($W \times m^{-2} \times K^{-1}$)
H	wysokość (m)
k	współczynnik przewodzenia ciepła ($W \times m^{-1} \times K^{-1}$))
L	efektowna grubość warstwy promieniującej (m)
$\dot{m}$	przepływ masowy (kg/s)
m_i	wykładnik potęgi w rów. (12)
M	masa molowa ($kg \times mol^{-1}$)
n_i	wykładnik potęgi w rów. (12)
n_r	liczba rzędów rurek (szt.)
n_t	liczba rurek w rzędzie (szt.)
Nu	liczba Nusselta (-)
p	ciśnienie (kPa)
Pr	liczba Prandtla (-)
Q	obciążenie cieplne reaktora (%)
R	stała gazowa ($8{,}314472\ J \times mol^{-1} \times K^{-1}$)
R_{vortex}	promień rury wylotowej separatora (m)

Re	liczba Reynoldsa (-)
s_1	podziałka poprzeczna (m)
s_2	podziałka podłużna (m)
T	temperatura (K)
U	współczynnik przenikania ciepła (W × m – 2 × K – 1)
U_f	prędkość czynnika roboczego (m × s – 1)
$\dot{V}$	przepływ objętościowy (m3 × h – 1)
X	udział objętościowy (%)

Litery greckie

β_{drag}	współczynnik proporcjonalności (-)
ε	emisyjność (–)
η	sprawność separatora ziaren (%)
μ	lepkość dynamiczna (Pa × s – 1)
ρ	gęstość (kg × m – 3)
σ	stała Stefana-Boltzmanna (5,672 × 10^{-8} W × m – 2 × K– 4)
ξ	współczynnik korekcyjny w rów. (2)

Indeks dolny

c	konwekcyjna wymiana ciepła
CO_2	dwutlenek węgla
f	czynnik roboczy
f_1	wartość na wlocie
f_2	wartość na wylocie
FG	spaliny
H_2O	para wodna
in	wartość na wlocie
m	wartość średnia
N_2	azot
out	wartość na wylocie
O_2	tlen
r	radiacyjna wymiana ciepła
sep	separator ziaren
w	ścianka rury

Bibliografia

[1] Behzadi, A., Abbasian Arani, A.A., Arefmanesh, A. (2025) Numerical optimization of water tube boiler energy recovery using a new economizer. *International Journal of Thermofluids*, 26, 101061. https://doi.org/10.1016/j.ijft.2025.101061

[2] Mukherejee, A., Saini, V., Adeyemo, S., Bhattacharyyya, D., Purdy, D., Parker, J., Boohaker, Ch. (2025) Development of hybrid first principles – artificial intelligence models for transient modelling of power plant superheaters under load-following operation. *Applied Thermal Engineering* 262, 124795. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.124795

[3] Zima, W.(2019) Simulation of steam superheater operation under conditions of pressure decrease. *Energy*, 172, 932-944.
https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.01.132
[4] Węglarz, K., Taler, D., Taler, J., Marcinkowski, M.(2023) Numerical modelling of steam superheaters in supercriticsl boilers. *Energies,* 16, 2615.
https://doi.org/10.3390/en16062615
[5] Thome J.R.(2004) Engineering Data Book III. Wolverine Tube Inc. https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/heat-transfer/heat-exchangers/
[6] Yang, X.L., Gong, Y., Tong, Q., Yang, Z.G.(2020) Failure analysis on abnormal of heat transfer tubes in spiral-wound heat exchanger for nuclear power plant. *Engineering Failure Analysis,* 108, 104298.
https://doi.org/10.1016/j.engfailanal.2019.104298
[7] Shang, Z., Lo, S. (2011) CFD in supercritical water-cooled nuclear reactor (SCWR) with horizontal tube bundles. *Nuclear Engineering and Design,* 241, 4427-4433.
https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2010.09.024
[8] Huang, Q., Shao, S., Zhang, H., Tian, Ch.(2019) Development and composition of a data center heat recover system and evaluation of annual operation performance. *Energy*, 189116200.
https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.116200
[9] Iancu, M., Cristea, M.V., Agachi, P.S. (2013) Retrofit design of heat exchanger network of a fluid catalytic cracking plant and control based on MPC. *Computer and Chemical Engineering*, 49, 205-216.
https://doi.org/10.1016/j.compchemeng.2012.11.001
[10] Cheng, L., Wang, Q., Shi, Z., Luo, Z., Ni, M., Cen K. (2007) Heat transfer in a large scale circulating fluidized bed boiler. *Frontiers Energy Power Engineering China*, 1(4), 477-482.
https://doi.org/10.1007/s11708-007-0071-5
[11] Bordbar, M.H, Hyppänen, T. (2015) The correlation based zonal method and its application to the back pass channel of oxy/air-fired CFB boiler. *Applied Thermal Engineering* 78, 351-363.
https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2014.12.046
[12] Krzywanski, J. (2019) Heat transfer performance in a superheater of an industril CFBC using fuzzy logic-based methods. *Entropy*, 21919.
https://doi.org/10.3390/e21100919
[13] Ibrahim, H.A., Al-Qassimi, M. (2010) Simulation of heat transfer in the convection section of fired process heaters. *Periodica Polytechnica Chemical Engineering*, 54(1), 33-40.
https://doi.org/10.3311/pp.ch.2010-1.05
[14] Dittus, F.W., Boelter, L.M.K. (1930) Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. Publications on Engineering, University of California, Berkley, pp. 77-85.
[15] Axelsson, L. (2012) Modelling heat transfer in the cooling pass of a refuse-fired fluidized bed combustor. Chalmers University of Technology, Report No. T2012-381.
[16] Taler J.(2011) Radiacyjne współczynniki wnikania ciepła. W: J. Taler (red.), *Procesy cieplne i przepływowe w dużych kotłach energetycznych. Modelowanie i monitoring*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa.
[17] Böckh, P., Wetzel, T. (2012) *Heat transfer. Basics and practice*. Springer, London. https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-19183-1
[18] Basu, P.(2006) *Combustion and gasification in fluidized beds*. Taylor & Francis, New York.
https://doi.org/10.1201/9781420005158
[19] Walas, S.M. (1990), *Fired heaters. Chemical process equipment, selection and design*. Butterworth-Heinemann. https://doi.org/10.12691/ces-1-4-2

[20] The International Association for the Properties of Water and Steam. Revised Release on the IAPWS Industrial /formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam. Lucerne, Switzerland 2007.
[21] McBride, B.J., Gordon, S., Reno, M.A. (1993) *Calculating thermodynamic and transport properties of individual species*. National Aeronautics and Spaces Administration, Cleveland, Ohio.
[22] Blaszczuk, A., Leszczynski, J., Nowak, W.(2013) Simulation model of the mass balance in a supercritical circulating fluidized bed combustor. *Powder Technology*, 246317-326.
[23] Bis, Z.(2010) *Koty fluidalne. Teoria i praktyka*. Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej, Częstochowa 2010.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_25

Mixed convection of paramagnetic fluid modified by a thermomagnetic force distribution with two extrema: a numerical study

LUKASZ PLESKACZ, ELZBIETA FORNALIK-WAJS

AGH University of Krakow
Faculty of Energy and Fuels, Department of Fundamental Research in Energy Engineering
al. A. Mickiewicza 30, 30-059 Krakow
e-mail: elzbieta.fornalik@agh.edu.pl

Keywords: thermomagnetic convection, Nusselt number, numerical analysis, nondimensional analysis, magnetic Richardson number

Presented research is of fundamental meaning for the system with viscous fluids forced flow subjected to the gravitational and magnetic forces, oriented on the mutual interaction of various types of convection. The study covers the topic of the laminar flow of a paramagnetic fluid in a cylindrical geometry. The flow is subjected to isothermal heating and a strong magnetic field influence. The geometry studied was a straight circular channel with fully developed laminar flow entering the channel. The magnetic field distribution was calculated on the basis of real superconducting magnet parameters. The heated area covered the first local extremum of magnetic induction gradient, magnetic center, and the second local extremum of magnetic induction gradient up to the place of negligible magnetic field influence. The mathematical model was constructed through the nondimensionalization of mass, momentum, and energy conservation equations. The additional thermomagnetic force term was included in the momentum conservation equation. The analyzes were conducted in Ansys Fluent software enriched with numerous user-defined modules. The two-element mixed convection analyzes considered the zero-gravity system with forced and thermomagnetic convection only. Adding gravitational buoyancy force resulted in a three-element mixed convection system. The natural and thermomagnetic convection impact was regulated by classical and magnetic Richardson number values. The results obtained showed a general heat transfer enhancement possibility in comparison to the non-magnetic cases. The applied gravitational buoyancy affected the scale of the thermal enhancement obtained. However, the specific analyzes performed for each case revealed areas of both relative increase and decrease in the local Nusselt number distributions.

Introduction

The counterintuitive conclusions by Michael Faraday stated that all known substances possess magnetic properties [1]. This fact was well established in the scientific community, but the practical use was presented roughly a century after Faraday's work. In 1940s Linus Pauling designed his oxygen meter that utilized paramagnetism [2].

The significant progress in the magneto-science was possible in the early 1990s after the construction of less expensive strong electromagnets that utilized high temperature superconductivity. However, even before this time Blums and Mikhailov [3] reported that magnetically affected paramagnetic solutions demonstrate movements similar to natural convection patterns.

In this initial period, several works by Japanese scientists described the combination of forced and thermomagnetic convection. Wakayama focused on gas flows in the presence of high magnetic field gradients in [4-6]. The Uetake's group presented a different approach in [7][8], where they described induced forced convection of air by magnetic and therefore non-mechanical interaction.

Ozoe et al. [9][10] introduced the numerical approach to the issue of combined forced and thermomagnetic convection. They performed two-dimensional analyzes of heated laminar flow in a tube and a single magnetic coil. The emphasis was placed on heat transfer modification and the resulting Nusselt number distribution was compared with the classical Graetz and Hauzen solutions [11].
The heat transfer enhancement, achieved by the superconducting magnet induced thermomagnetic convection, places itself among active heat transfer intensification methods. It requires a constant energy supply to maintain the enhanced state, which translates to increasing expenses. The high initial costs of the equipment make the endeavor even less financially justified. However, the situation might be reversed under orbital conditions. Firstly, in such conditions the solar energy is easily accessible. Secondly, zero-gravity conditions rule out the usage of the well-known heat exchanger types that depend on natural convection. Saha et al. put emphasis on microgravity conditions while studying thermomagnetic convection and pointed out that thermal convection of a paramagnetic fluid occurs in the zero-gravity conditions [12][13].
The other applicability method comes from the understanding of the mechanisms governing thermomagnetic convection. The magnetic field source is a secondary issue compared to the magnetic induction gradient value. Therefore, the utilization of permanent magnets was investigated by Song et al. [14], Kaneda et al. [15][16][17], Shi et al. [18] or Bęben-Kucharska et al. [19][20]. They confirmed the applicability of permanent magnets for inducing thermomagnetic convection and modifying the existing heat transfer. However, the effect strongly depended on system geometry or magnets orientation. The presence of local temperature oscillations was also reported.
The Authors have been expanding Ozoe's scope by introducing a three-dimensional [21] and non-dimensional approach [22]. The magnetic field distribution in the presented research is based on the real superconducting magnet characteristics. The specific areas of magnetic gradient value were pointed out by previous researchers that used the same magnetic apparatus (e.g. [23]) and are taken into consideration in the presented work.
In this paper the analyses are devoted to the mixed convection flow under various thermal, magnetic and gravitational conditions. What is important, the mixed convection originates from all mentioned kinds of forces finally combined in three-element mixed convection.
The final aim was to find the ranges of parameters leading to the highest heat transfer intensification depending on various combinations of the parameters. The Nusselt number was used for the comparison purposes.

1. Mathematical model

1.1. Similarity parameters

The Reynolds number definition is described by the equation:

$$\mathrm{Re} = \frac{u_0 d_p}{\nu_0}. \tag{1}$$

The Prandtl number is defined as follows:

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu_0}{a}. \tag{2}$$

Combining the definitions from eqs. (1) and (2), the thermal Péclet number can be written in the following way:

$$\mathrm{Pe} = \mathrm{RePr}. \tag{3}$$

The definition of gravitational Grashof number is formulated as follows:

$$\mathrm{Gr} = \frac{g\beta(T-T_0){d_p}^3}{\nu_0^2}. \tag{4}$$

The magnetic Grashof number for paramagnetic fluid can be defined as [24]:

$$\mathrm{Gr}_m = \frac{1}{\rho_0}\left(1+\frac{1}{\beta T_0}\right)\frac{\chi_0}{2\mu_\nu}\frac{{b_{center}}^2}{d_p}\frac{\beta(T-T_0){d_p}^3}{\nu_0^2}. \tag{5}$$

To estimate the influence of gravitational buoyancy in a given flow, the classical Richardson number is utilized in the form of [25]:

$$\mathrm{Ri} = \frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2}. \tag{6}$$

Similarly to eq. (6), the definition of magnetic Richardson number is formulated as follows [26]:

$$\mathrm{Ri}_m = \frac{\mathrm{Gr}_m}{\mathrm{Re}^2}. \tag{7}$$

In order to evaluate the heat transfer modifications, the Nusselt number was used:

$$\mathrm{Nu} = \frac{h d_p}{\lambda}. \tag{8}$$

1.2. Assumptions

Following there is a set of assumptions taken to construct the mathematical model:

- three-dimensional, steady-state, laminar flow;
- fluid treated as newtonian, incompressible, paramagnetic, and electrically non-conductive;
- constant and averaged values of thermophysical and magnetic fluid properties;
- no additional energy and mass sources;
- thermomagnetic force treated as a body force.

1.3. Set of conservation equations

1.3.1. Dimensional form

The dimensional conservation equations of mass, momentum, and energy constitute the standard mathematical model with the following definitions [30]:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \tag{9}$$

$$(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\vec{u} - \beta(T-T_0)g - \frac{1}{\rho_0}\left(1+\frac{1}{\beta T_0}\right)\frac{\chi_0}{2\mu_\nu}\beta(T-T_0)\nabla\vec{b}^2, \tag{10}$$

$$\vec{u}\nabla T = a\nabla^2 T. \tag{11}$$

The magnetic induction distribution can be calculated with Biot-Savart's law [27]:

$$\vec{b} = \frac{\mu_\nu i}{4\pi}\oint_c \frac{\mathrm{d}l\times\vec{r}}{|r|^3}. \tag{12}$$

1.3.2. Nondimensional form

The nondimensionalization of the eqs. (9-11) was based on the following nondimensional definitions [24][28]:

$$\vec{U} = \vec{u}/u_0 \quad ; \quad P = p/p_0 \quad ; \quad \Theta = \frac{(T - T_0)}{(T_H - T_C)} \quad ; \quad \vec{B} = \vec{b}/b_{center} \quad ;$$

$$\boldsymbol{\nabla} = \nabla/d_p \quad ; \quad \Phi = \rho/\rho_0 \quad ; \quad N = \nu/\nu_0 \quad ; \quad M = \mu/\mu_0 \quad ; \tag{13}$$

$$\Gamma = \beta/\beta_0 \quad ; \quad G = g/g_0 \quad ; \quad \Lambda = \lambda/\lambda_0 \quad ; \quad C_p = c_p/c_{p0} \quad ;$$

The resulting formulations of mass, momentum, and energy equations in nondimensional form are as follows:

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0, \tag{14}$$

$$\left(\vec{U} \cdot \boldsymbol{\nabla}\right)\vec{U} = -\boldsymbol{\nabla}P + \frac{1}{\mathrm{Re}}\boldsymbol{\nabla}^2\vec{U} - \mathrm{Ri}G\Theta\Phi - \mathrm{Ri}_m\Theta\boldsymbol{\nabla}\vec{B}^2, \tag{15}$$

$$\vec{U}\boldsymbol{\nabla}\Theta = \frac{1}{\mathrm{Pe}}\boldsymbol{\nabla}^2\Theta. \tag{16}$$

The momentum convective, pressure, diffusive, thermomagnetic and gravitational terms are defined as:

$$Conv = \left(\vec{U} \cdot \boldsymbol{\nabla}\right)\vec{U}, \tag{17}$$

$$Press = -\boldsymbol{\nabla}P, \tag{18}$$

$$Diff = \frac{1}{\mathrm{Re}}\boldsymbol{\nabla}^2\vec{U}, \tag{19}$$

$$Mag = -\mathrm{Ri}_m\Theta\boldsymbol{\nabla}\vec{B}^2, \tag{20}$$

$$Grav = -\mathrm{Ri}G\Theta\Phi. \tag{21}$$

2. The studied case

The geometry studied was a straight circular channel with nondimensional diameter *D* and length *L* = 12*D* (Figure 1). The *Z* coordinate was treated as the axial coordinate and the *X*, *Y* coordinates constituted the radial coordinates. The relative geometry parameters of the three-dimensional magnet are presented in Figure 2 and were based on the characteristics of the real superconducting magnet [29].
As presented in Figure 1(b) the inlet and outlet sections of the channel wall were treated as adiabatic and marked in blue color. For $Z \in$ <-2; 5> [-]) the wall was isothermally heated and marked in red color. The length of the heated section is linked to the magnetic gradient distribution, as discussed in the following subsections.
The magnetic field center was defined at the *X*, *Y*, *Z* = 0 [-], which translates to the point located on the flow axis at the specific location in the heated section of the channel (Figure 1(b)). Figure 1(c) shows the distribution of the gradient of the magnetic field induction squared ($\boldsymbol{\nabla}\vec{B}^2$). The first local extremum (*Z* = -2 [-]) marked the start of the heated wall section. The magnetic field center (*Z* = 0 [-]) was

the location of $\nabla\vec{B}^2 = 0$ [-] and the subsequent change in the gradient sign. Then the heated section passed through the second local extremum and ended at the point of reduced $\nabla\vec{B}^2$ value.

Figures 2(b), (c) and (d) exhibit the gravitational configurations of studied geometry G(0), G(+) and G(-). Configuration G(0) refers to zero-gravity conditions. Configuration G(+) represents the cases in which the gravitational acceleration vector acted streamwise. Accordingly, configuration G(-) results in gravitation acceleration vector directed counter streamwise. Setting these configurations in the non-dimensional momentum conservation equation (eq. (15)) leads to the values of G = 0 [-], G = 1 [-] and G = -1 [-] respectively.

The total amount of 189 cases was investigated numerically. The Reynolds number value was fixed at Re = 100 [-] representing flow conditions at which all mentioned phenomena could be observed and was determined at previous steps of the research. The studied Prandtl number values were in the range of Pr ∈ <0.7; 600> [-] (Pe ∈ <70; 60000> [-]), where 0.7 represent air and 600 aqueous glycerol solution of gadolinium nitrate hexahydrate known from the previous research [24]. The Richardson number value of Ri = 0 [-] characterized zero-gravity flows, while Ri = 1 [-] referred to the G (+) and G(-) configurations. The magnetic Richardson number values varied in the range of Ri_m ∈ <0; 15> [-] with Ri_m = 0 [-] characterizing 21 non-magnetic cases serving as a reference. Table 1 presents the summary of the analyzed data set.

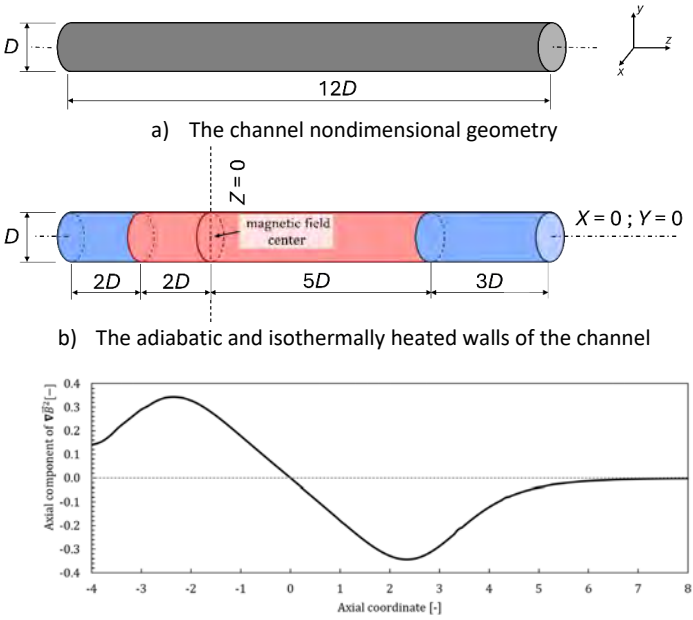
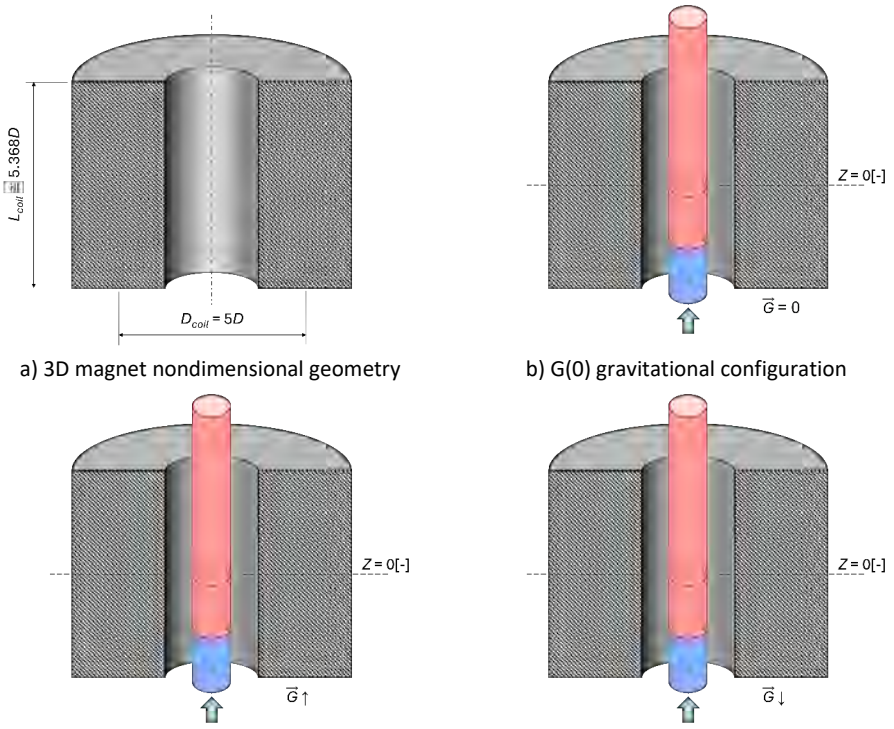


Figure 1. The geometry, heating and magnetic characteristics



a) 3D magnet nondimensional geometry

b) G(0) gravitational configuration

c) G(+) gravitational configuration

d) G(-) gravitational configuration

Figure 2. The 3D magnet geometry and its relation to gravitational and thermal system configuration

Table 1. Data set chart of combinations of the studied similarity and nondimensional parameters

Re	100																					
Pr	0.7			10			15			25			50			100			600		
Pe	70			1000			1500			2500			5000			10000			60000		
Ri	0	1		0	1		0	1		0	1		0	1		0	1		0	1	
G	0	1	-1	0	1	-1	0	1	-1	0	1	-1	0	1	-1	0	1	-1	0	1	-1
Ri_m	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15

3. Numerical approach

3.1. Boundary conditions

The summary of the system boundary conditions is presented below:

- at the inlet: $\vec{U} = f(X, Y)$; $\Theta = -0.5$;
- at the outlet: $P = 0$;
- at the adiabatic walls: $\vec{U} = 0$; $\nabla_n \Theta = 0$;
- at the heated walls: $\vec{U} = 0$; $\Theta = 0.5$;
- in the magnetic center: $B_{center} = 1$.

3.2. Mesh sensitivity study

The grids tested in the preceding analyzes consisted of the following number of elements:

- ~192 000 (MSH01);
- ~362 000 (MSH02);
- ~505 000 (MSH03);
- ~819 000 (MSH04).

Figure 3 presents results of the mesh sensitivity study for basic flow variables (nondimensional axial velocity and nondimensional temperature). The distributions were plotted along the channel length for three specific locations: in the flow axis ($R = 0$ [-]) and for iso-surfaces characterized by radial distance from the flow axis of $R = 0.25$ [-] and $R = 0.45$ [-]. As presented in the detailed view of Figure 3(c), the vicinity of the local magnetic extrema results in discrepancies that increase along with the R value.

Taking the conservative approach based on the above mentioned results and the results from previous studies, the mesh chosen for further computations was MSH03 (~505 000 elements).

3.3. Solver

The calculations were performed with the use of ANSYS Fluent software (ver. 2024-2025). The solver basic functionalities were completed with numerous user-defined modules to implement nondimensional approach and magnetic field impact. To manage the large number of cases studied, the *PyFluent* module was also utilized. Its role was to initial preparation of cases, perform calculations, export and present the obtained data on a large scale.

The pressure-based coupled algorithm was chosen and the second-order upwind discretization schemes were applied to solve conservation equations [30]. Due to the presence of large body forces, the *Body Force Weighted* scheme was utilized for pressure [31].

4. Results and discussion

4.1. Flow structure and momentum transfer

Figure 4 presents selected results of velocity and temperature profiles in the radial cross sections for a given value of the Z coordinate. The Péclet number values chosen for this demonstration were Pe = 70 [-] and Pe = 10000 [-], and the selected magnetic Richardson number value was $Ri_m = 15$ [-]. Figure 4(a) and (b) refers to two-element mixed convection, where forced and thermomagnetic convection is combined and the Richardson number value is Ri = 0 [-]. Shifting the Richardson number value to Ri = 1 [-] results in the three-element mixed convection with the addition of natural convection

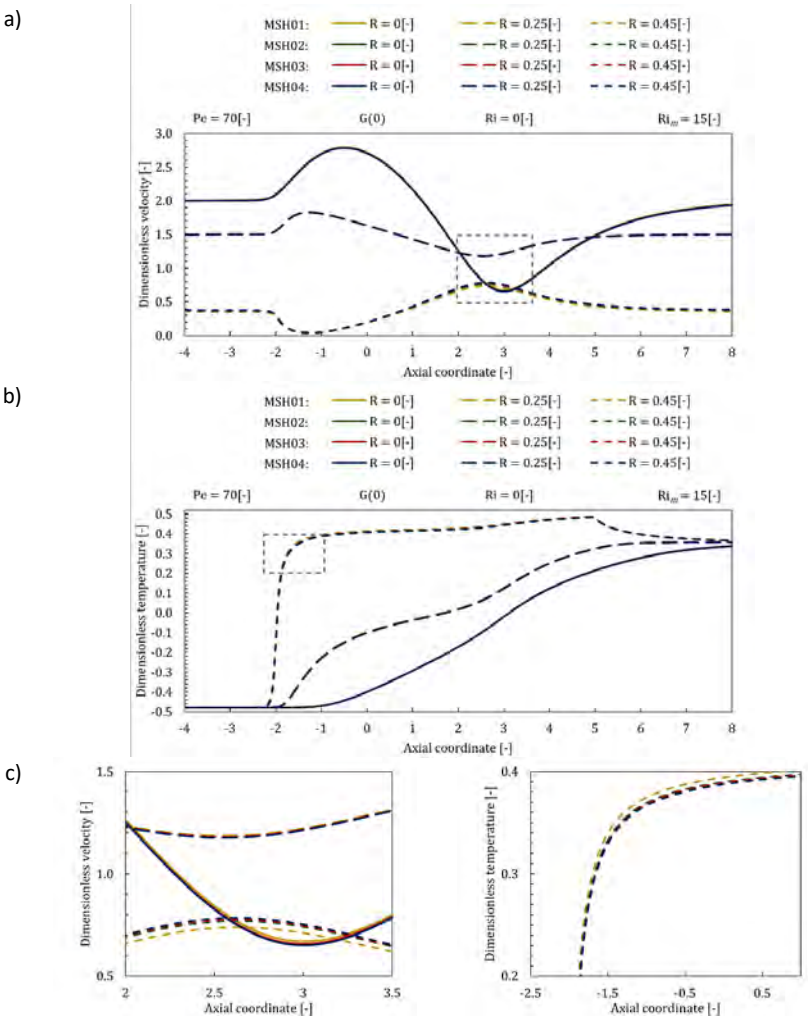
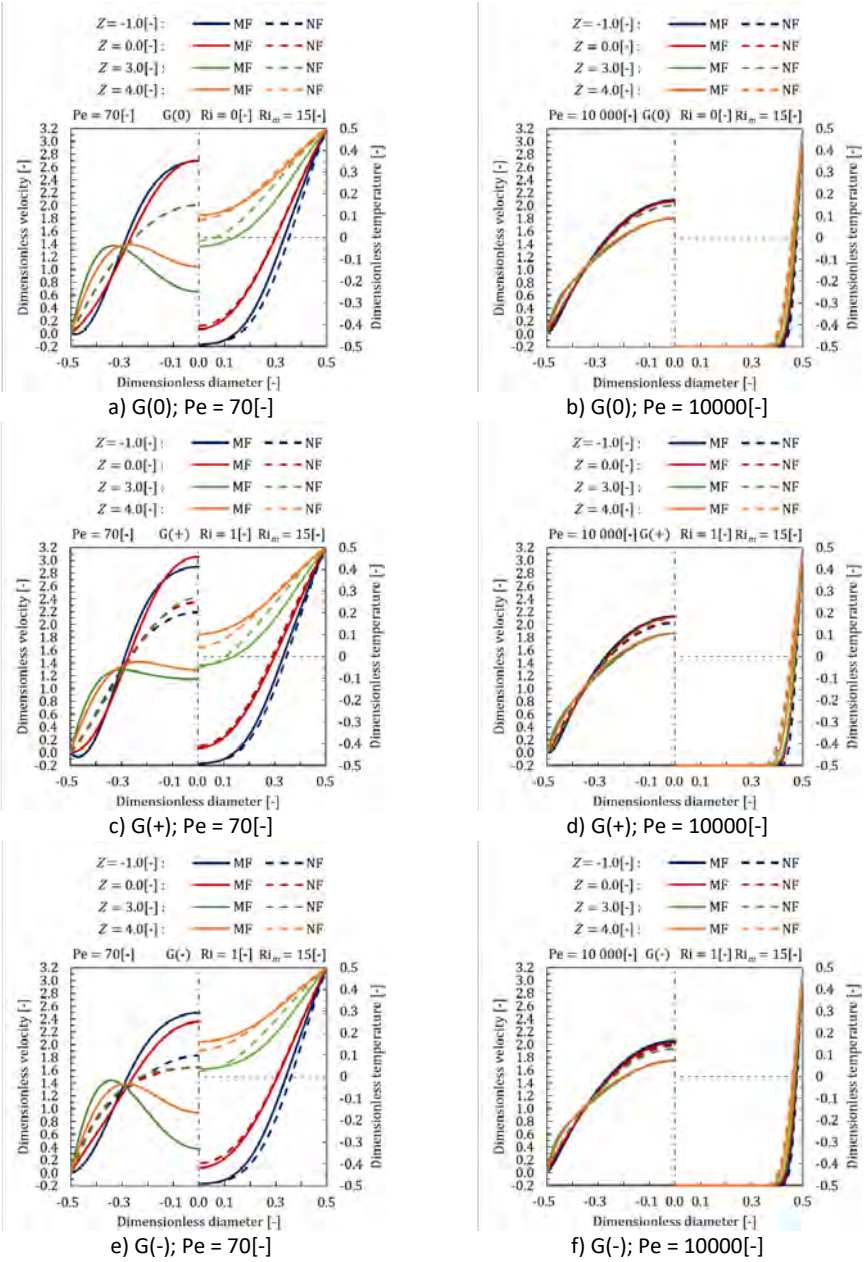


Figure 3. Mesh sensitivity study: a) axial velocity distributions along channel length; b) temperature distributions along channel length; c) detailed view in the selected areas (shown in Figures 3(a) and 3(b)

buoyancy forces (Figure 4(c), (d), (e), (f)). The Reynolds number value is equal to 100 and the analyzes were conducted for the three gravitational configurations.

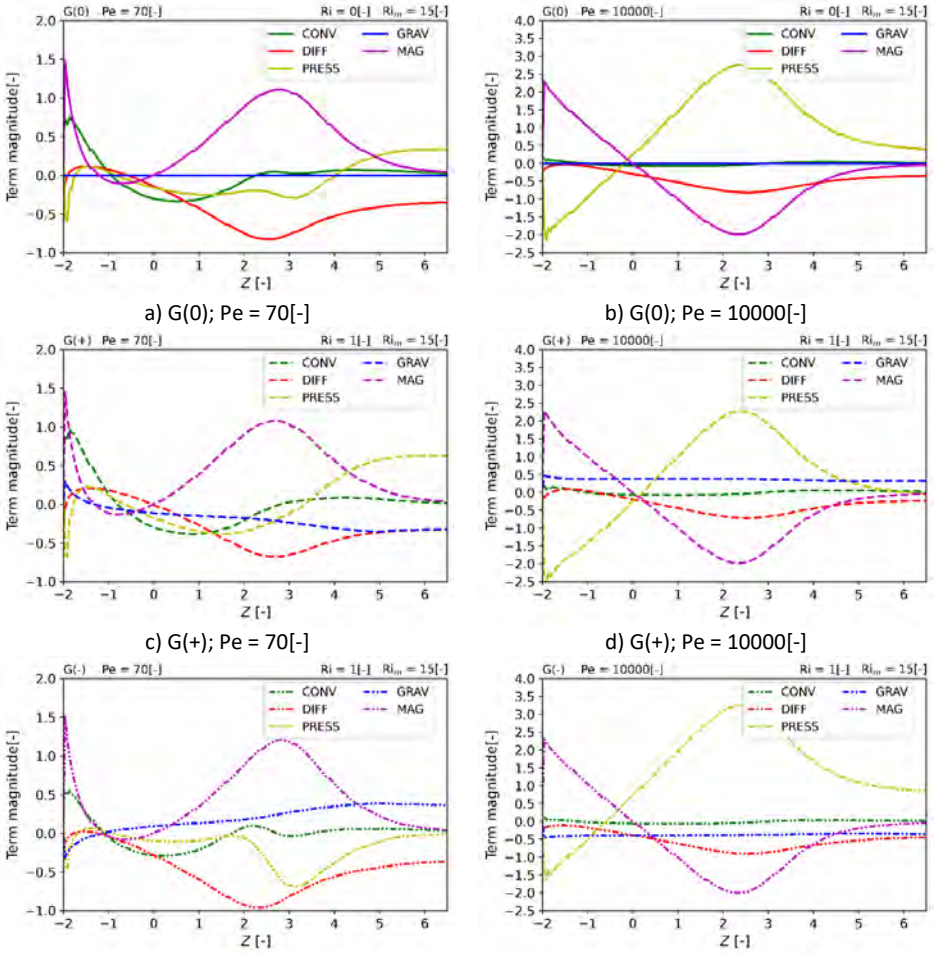
In the area preceding the magnetic center ($Z \geqslant 0$ [-]) the acceleration occurs near the flow axis and near the wall the deceleration is observed (Figures 4(a) and (b)). Passing the magnetic center ($Z = 0$ [-]), results in the reversed trend with acceleration appearing near the wall and suppression near the axis. When gravitational acceleration is introduced, it amplifies or reduces the existing trends in an intuitive manner (Figures 4(c), (d), (e) and (f)). The magnetic field application directly modifies the hydrodynamic boundary layer, making the basic parabolic velocity profile more or less steep. This will have significant impact on the heat transfer modification.



a) G(0); Pe = 70[-]
b) G(0); Pe = 10000[-]
c) G(+); Pe = 70[-]
d) G(+); Pe = 10000[-]
e) G(-); Pe = 70[-]
f) G(-); Pe = 10000[-]

Figure 4. Velocity and temperature profiles for various configurations with and without magnetic field influence; MF represents presence of magnetic field (Ri_m = 15 [-]) and NF represents non-magnetic case (Ri_m = 0 [-])

The momentum budget was also determined for the chosen values of the Péclet and magnetic Richardson numbers (Figure 5). Thermomagnetic force, as a body force, influences momentum transfer of the system, which leads to the alteration of all of the terms. There is a clear difference in the magnetic term distribution between the cases characterized by the lower and higher value of the Péclet number (compare Figures 4(a), (c), (e) with Figures 4(b), (d), (f)).



a) G(0); Pe = 70[-]

b) G(0); Pe = 10000[-]

c) G(+); Pe = 70[-]

d) G(+); Pe = 10000[-]

e) G(-); Pe = 70[-]

f) G(-); Pe = 10000[-]

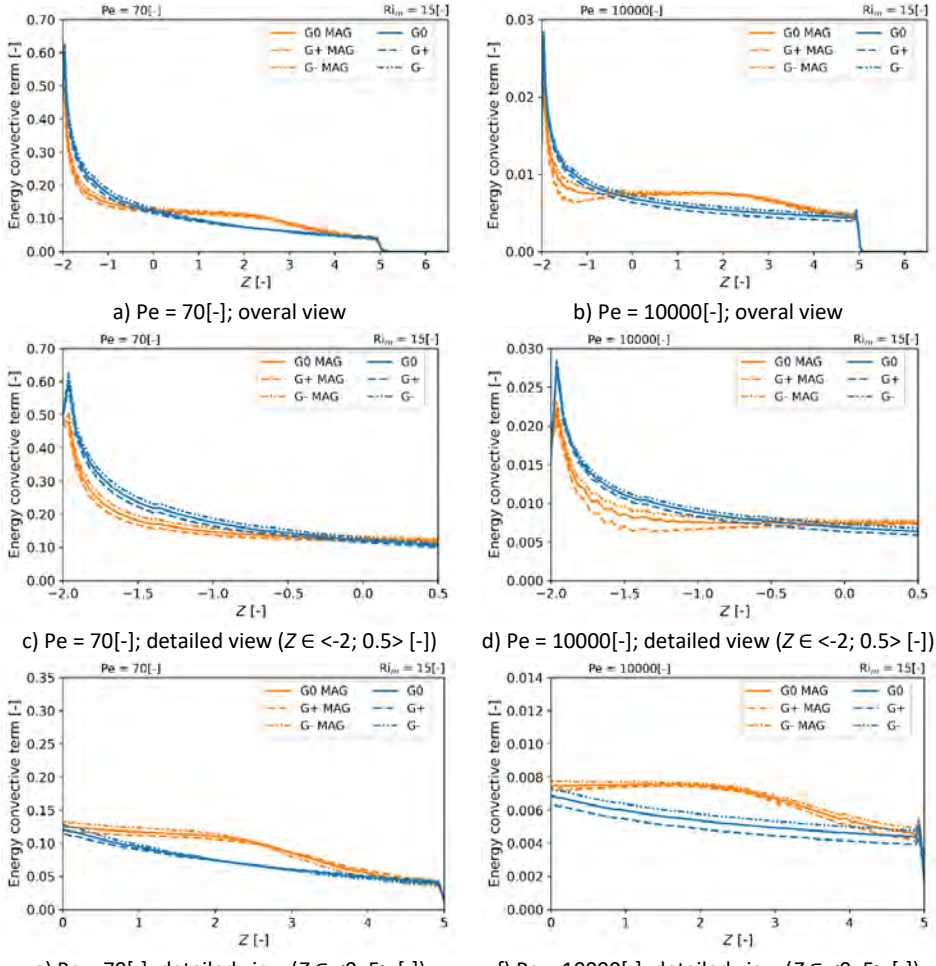
Figure 5. Momentum budget for various configurations for the magnetically altered flows (Ri$_m$ = 15 [-])

According to the momentum conservation equation (eq. (15)), there are two main factors responsible for the sign of the thermomagnetic force term. One is the $\nabla\vec{B}^2$ distribution (Figure 1(c)), which is fixed for every case studied. The other is the nondimensional temperature Θ distribution, which is specific for the given Pe and Ri$_m$ values. The positive $\nabla\vec{B}^2$ value is present for $Z < 0$ [-] and the negative one occurs for $Z > 0$ [-]. The thermomagnetic force will act accordingly, unless the nondimensional

temperature shifts beyond Θ = 0 [-]. Colder regions exhibits acceleration for Z < 0 [-] (positive $\nabla\vec{B}^2$) and deceleration for Z > 0 [-] (negative $\nabla\vec{B}^2$). The warmer regions contribute in the opposite way. Depending on the thermal boundary value distribution it will provide different results for the different Péclet number values.

4.2. Thermal energy transfer and the local Nusselt number distribution

Figure 6 presents the distribution of the energy convective term for selected cases. The chosen Pe–Ri$_m$ combinations (70 [-] – 15 [-] and 10000 [-] – 15 [-]) remain as in the previous subsection. The left side of the energy conservation equation (eq. (16)) represents the energy equation convective term and is equal to the right sided diffusive term. Figures 6(c) and (d) present a detailed view for axial coordinate $Z \geqslant 0$ [-].



a) Pe = 70[-]; overal view

b) Pe = 10000[-]; overal view

c) Pe = 70[-]; detailed view ($Z \in$ <-2; 0.5> [-])

d) Pe = 10000[-]; detailed view ($Z \in$ <-2; 0.5> [-])

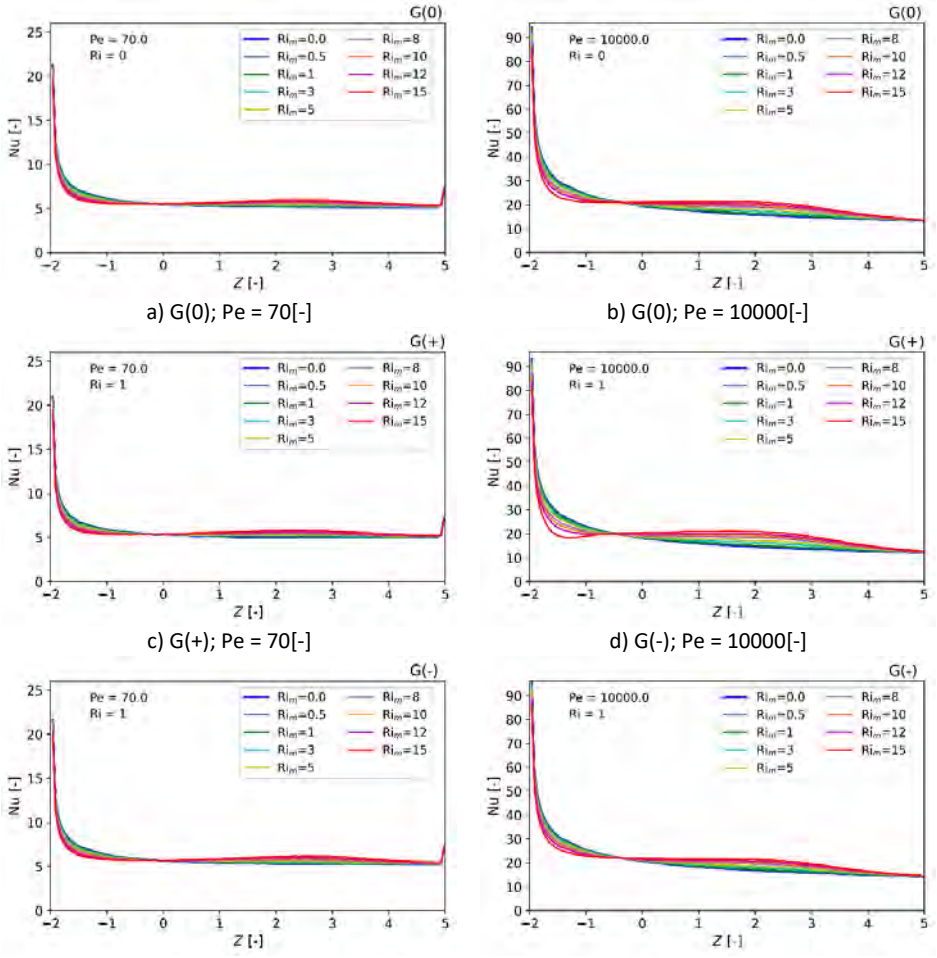
e) Pe = 70[-]; detailed view ($Z \in$ <0; 5> [-])

f) Pe = 10000[-]; detailed view ($Z \in$ <0; 5> [-])

Figure 6. Energy convective term for various configurations with (orange lines, Ri$_m$ = 15 [-]) and without (blue lines, Ri$_m$ = 0 [-]) magnetic field influence

The magnetic field application results in suppression of heat transfer for $Z \in$ <-2; 0.5> [-]. The heat transfer enhancement appears near and beyond $Z = 0$ [-] (Figures 6(e) and (f)). As mentioned before, the radial velocity profile is impacted by the magnetic field. The less steep profile results in suppression of heat transfer and the steeper one leads to enhancement (compare Figures 4(a), (b) with Figures 6(a), (b)).

Figure 7 presents the adequate local distributions of the Nusselt number and incorporates the influence of the magnetic field strength (represented with magnetic Richardson number value). The tendency here is clear. Whether it is suppression or enhancement, the increasing Ri_m value amplifies the occurring heat transfer modification.



a) G(0); Pe = 70[-]
b) G(0); Pe = 10000[-]
c) G(+); Pe = 70[-]
d) G(-); Pe = 10000[-]
e) G(+); Pe = 70[-]
f) G(-); Pe = 10000[-]

Figure 7. Local Nusselt number distributions for various configurations with and without magnetic field influence

4.3. Global heat transfer modification characteristics

To compare heat transfer modifications between results obtained for various combinations of magnetic (Ri_m) and thermohydraulic (Pe) parameters, the average relative Nusselt number (Nu_{ratio}) was introduced. It represents the ratio between average Nusselt number obtained for magnetically altered flow and the non-magnetic case of the same Péclet number value. The averaging was performed over the collected local Nusselt number distributions.

Figures 8 and 9 present the correlating curves in the form of two-dimensional distributions of relative Nusselt number as a function of magnetic Richardson number ($Nu_{ratio}(Ri_m)$) and Péclet number ($Nu_{ratio}(Pe)$), respectively. Figure 10 introduces a complex view in the form of contour and heat maps. The heat transfer enhancement ($Nu_{ratio} > 1$ [-]) was obtained for each case studied. As presented in the previous subsection, the local distribution of the Nusselt number provided both heat transfer suppression and enhancement with the specific divisive area (Figures 6 and 7). However, the net result achieved through averaging pointed out common enhancement from the global point of view.

Figure 8 allows for an initial indication of the range of Péclet number values for most thermally enhanced cases (Pe ∈ <1000; 50000> [-]). Figure 9 shows that the increase of the heat transfer enhancement obtained is accompanied by the increase of the magnetic Richardson number value.

The combined information from Figures 8 and 9 is presented in Figures 10(a), (c), (e). The logarithmic scale was applied for the Péclet number values on the horizontal axis to increase the clarity. Quantitative information on Nu_{ratio} values is presented in Figures 10(b), (d), and (f).

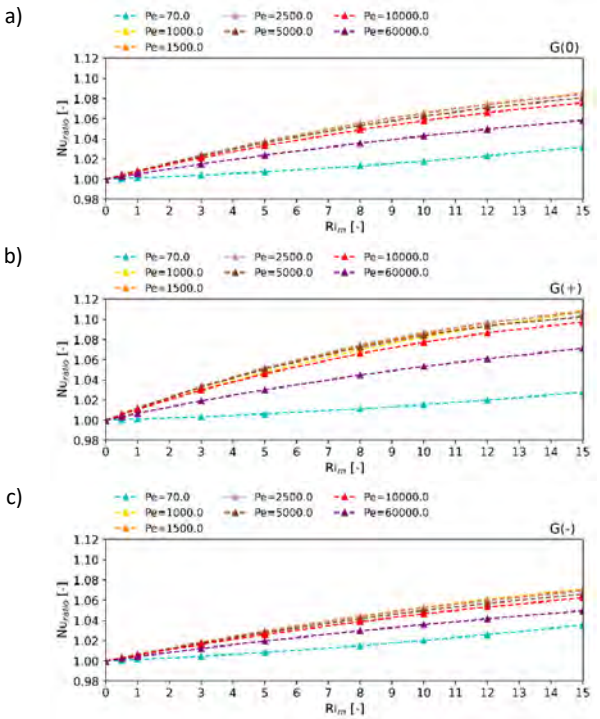


Figure 8. The correlating curves for $Nu_{ratio}(Ri_m)$ and given Pe for gravitational configuration of: a) G(0); b) G(+); c) G(-)

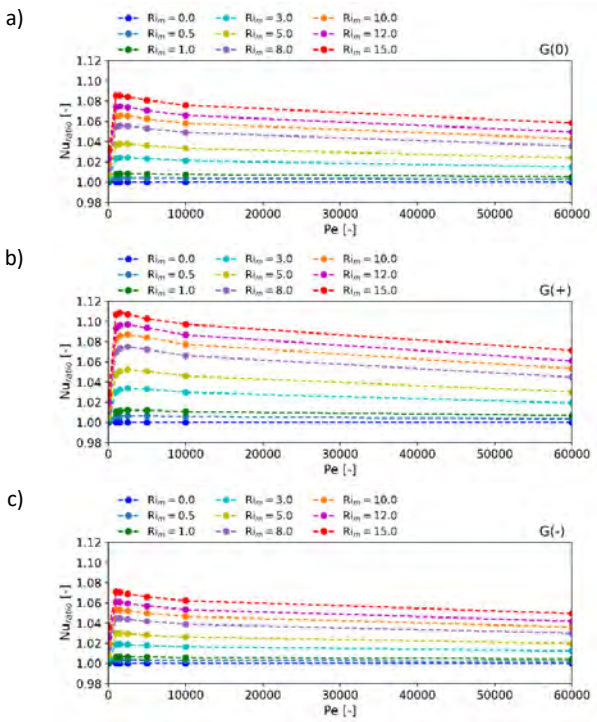


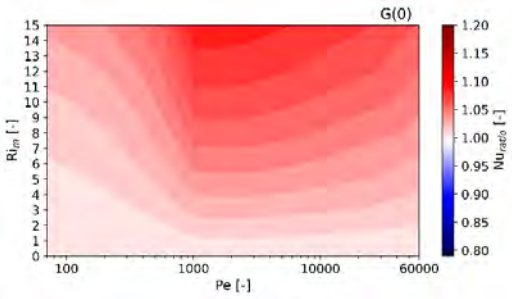
Figure 9. The correlating curves for Nu_{ratio}(Pe) and given Ri_m for gravitational configuration of: a) G(0); b) G(+); c) G(-)

The gravitational configuration modifies the possible heat transfer enhancement magnitude. The G(-) configuration with its flow suppressing character resulted in decreased Nu_{ratio} values (Figures 8(c), 9(c), 10(c)). The flow accelerating impact of the G(+) configuration led to the most significant heat transfer enhancement, and the G(0) configuration places itself in between.

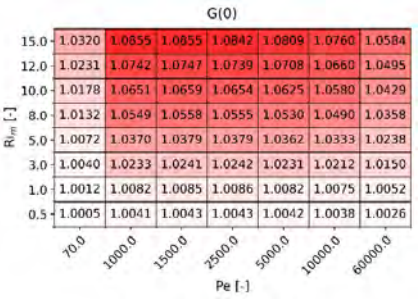
The maximum enhancement obtained was ~7[%] for the G(-) configuration, ~8.5[%] for the G(0) configuration and ~11[%] for the G(+) configuration.

Summary

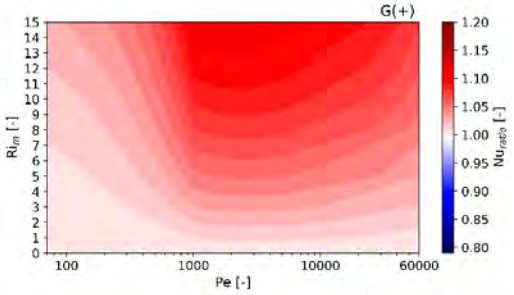
The presented work considered magnetically altered flow of the paramagnetic fluid in a straight circular channel under various gravitational conditions. The magnetic field distribution was based on existing three-dimensional superconducting magnet characteristics. The numerical analysis was performed utilizing nondimensionalized mathematical model. The flow was considered laminar with Re = 100 [-]. Two similarity parameters were used to describe magnetic and thermophysical characteristics, the magnetic Richardson number and Péclet number, respectively. Gravitational configurations were described with the classical Richardson number value and nondimensional gravitational acceleration direction. The isothermally heated wall section covered the region that included two magnetic extrema.



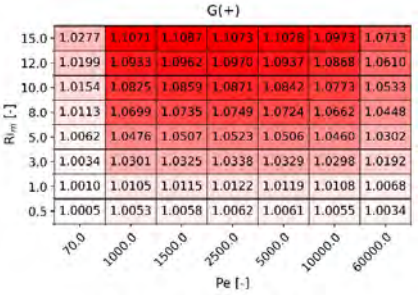
a) Contour map obtained for G(0) configuration



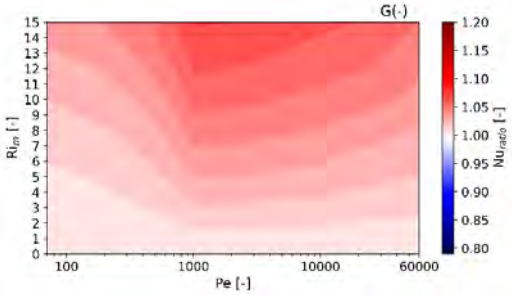
b) Heat map obtained for G(0) configuration



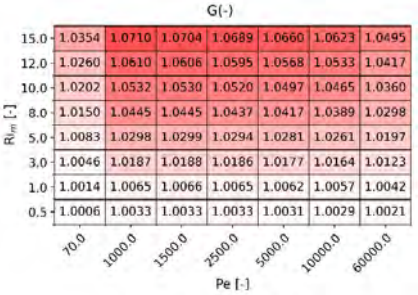
c) Contour map obtained for G(+) configuration



d) Heat map obtained for G(+) configuration



e) Contour map obtained for G(-) configuration



f) Heat map obtained for G(-) configuration

Figure 10. The contour and heat maps of Nu_{ratio} vs. Ri_m and Pe for the gravitational configurations

The net heat transfer enhancement occurred for every case analyzed. However, local Nusselt number distributions presented both suppression and enhancement. Based on this observation, other heating configurations that lead to amplified suppression or enhanced heat transfer can be indicated.

The correlation between the magnitude of the heat transfer modification and the magnetic field strength is directly proportional. Higher values of the magnetic Richardson number resulted in increased values of the relative average Nusselt number. The range of the most thermally beneficial values of the Péclet number was found at (Pe ∈ <1000; 50000> [-]).

The streamwise gravitational configuration further enhanced the heat transfer compared to zero-gravity flow. Similarly, the counter streamwise configuration G(-) resulted in a decreased value of the relative average Nusselt number. Because of that, it will be possible to find the most suitable

combinations of the parameters for various, even the less favorable gravitational configurations leading to the most beneficial heat transfer enhancement.

Acknowledgements

This research was supported by the Ministry of Science and Higher Education and by programme "Excellence Initiative—Research University" for the AGH University of Krakow.

Nomenclature

∇	gradient [m -1]
$\boldsymbol{\nabla}$	nondimensional gradient [-]
a	thermal diffusivity ($a = c_p\mu/\lambda$)) [m2 × s -1]
$\vec{B}$	nondimensional magnetic induction vector [T]
$\vec{b}$	magnetic induction vector [T]
b_{center}	magnetic induction in the center of the coil ($b_{center} = (\mu_v i)/d_{coil}$) [T]
C_p	nondimensional specific heat [-]
c_p	specific heat [J × kg -1 × K -1)]
c_{p0}	specific heat at reference temperature T_0 [J × kg -1 × K -1)]
D	nondimensional pipe diameter [-]
d_{coil}	coil diameter [m]
d_p	pipe diameter [m]
$\mathrm{d}l$	infinitely small element of the coil [m]
G	nondimensional gravitational acceleration [-]
g	gravitational acceleration [m × s -2]
g_0	reference gravitational acceleration [m × s -2]
Gr	Grashof number [-]
Gr_m	magnetic Grashof number [-]
h	convective heat transfer coefficient ($h = q/(T_H - T_b)$) [W × m -2 × K -1]
i	electrical current [A]
Nu	Nusselt number [-]
Nu_{ratio}	average relative Nusselt number [-] ($\mathrm{Nu}_{ratio} = \mathrm{Nu}_m / \mathrm{Nu}_0$)
Nu_0	average Nusselt number obtained for the non-magnetic cases [-]
Nu_m	average Nusselt number obtained for the magnetic cases [-]
P	nondimensional pressure [-]
p	pressure [Pa]
p_0	reference pressure ($p_0 = \rho_0 \mathrm{u}_0^2$) [Pa]
Pe	Péclet number [-]
Pr	Prandtl number [-]
q	area weighted heat flux value in small wall subsection [W × m -2]
Re	Reynolds number [-]
Ri	Richardson number [-]
Ri_m	magnetic Richardson number [-]
R	nondimensional radial distance [-]
$\vec{r}$	position vector [m]

T temperature [K]
T_0 reference temperature ($T_0 = (T_H + T_C)/2$) [K]
T_b fluid bulk temperature [K]
T_C inlet fluid temperature [K]
T_H heated wall temperature [K]
$\vec{U}$ nondimensional velocity vector [-]
$\vec{u}$ velocity vector [m × s -1]
u_0 reference velocity [m × s -1]
X, Y, Z nondimensional coordinates [-]
β thermal expansion coefficient [K -1]
β_0 thermal expansion coefficient at reference temperature T_0 [K -1]
Γ nondimensional thermal expansion coefficient [-]
Θ nondimensional temperature [-]
Λ nondimensional thermal conductivity coefficient [-]
λ thermal conductivity [W × m -1 × K -1]
λ_0 thermal conductivity at reference temperature T_0 [W × m -1 × K -1]
M nondimensional dynamic viscosity [-]
μ dynamic viscosity [Pa × s]
μ_0 dynamic viscosity at reference temperature T_0 [Pa × s]
N nondimensional kinematic viscosity [-]
ν kinematic viscosity [m2 × s -1]
ν_0 kinematic viscosity at reference temperature T_0 [m2 × s -1]
μ_ν magnetic permeability of the vacuum [H × m -1]
ρ density [kg × m -3]
ρ_0 reference density [kg × m -3]
Φ nondimensional density [-]
χ_0 reference volumetric magnetic susceptibility [-]

Bibliography

[1] Faraday, M. (1847). On the diamagnetic conditions of flame and gases. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 31(210), 401–421. https://doi.org/10.1080/14786444708645886
[2] Pauling, L., Wood, R. E. and Sturdivant, J. H. (1946). An instrument for determining the partial pressure of oxygen in a gas. *Journal of the American Chemical Society*, 68, 795–798. https://doi.org/10.1021/ja01209a029
[3] Blums, E., Mikhailov, Y. A. (1982). Peculiarities of heat transfer processes in magnetic fluids. In *Heat Transfer 1982: Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference* (Vol. 254, pp. 123–128). Hemisphere Publishing.
[4] Wakayama, N.I. (1991). Effect of a decreasing magnetic field on the flow of nitrogen gas. *Chemical Physics Letters, 185*, 449-451. https://doi.org/10.1016/0009-2614(91)80240-X
[5] Wakayama, N. I. (1991). Behavior of gas flow under gradient magnetic fields. *Journal of Applied Physics, 69*(4), 2734–2736. https://doi.org/10.1063/1.348629
[6] Wakayama, N. I. (1995). Magnetic acceleration and deceleration of O_2 gas streams injected into air. *IEEE Transactions on Magnetics, 31*(1), 897–901. https://doi.org/10.1109/20.364581

[7] Uetake, H., Nakagawa, J., Hirota, N., Kitazawa, K. (1998). Controlling Air Flow by Heating under a Magnetic Field. *Journal of The Magnetics Society of Japan, 22*, 833-835. https://doi.org/10.3379/JMSJMAG.22.833
[8] Uetake, H., Nakagawa, J., Hirota, N., Kitazawa, K. (1999). Nonmechanical magnetothermal wind blower by a superconducting magnet. *Journal of Applied Physics*, 85(8), 5735–5737. https://doi.org/10.1063/1.370268
[9] Lu, S., Lee, C., Tagawa, T., Ozoe, H., Hua, B. (2004). Magnetically controlled air flow and heat transfer in a pipe with uniform heat flux on its latter half-length. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 45*(4), 377–390. https://doi.org/10.1504/PCFD.2005.006759
[10] Lu, S., Ozoe, H. (2005). Effects of thermal boundary conditions on magnetically controlled air flow in a pipe. *Progress in Computational Fluid Dynamics, An International Journal*, *5*(3-5), 245–251. https://doi.org/10.1504/PCFD.2005.006759
[11] Knudsen, J. G., Katz, D. L., Street, R. E. (1959). Fluid dynamics and heat transfer. *Physics Today, 12*(3), 40–44.
[12] Saha, S. C., & Gu, Y. T. (2012). Thermo-magnetic convection of paramagnetic fluids with non-instantaneous heating. In B. W. Pearce & P. Brandner (Eds.), *Proceedings of the 18th Australasian Fluid Mechanics Conference* (pp. 1–4). Australasian Fluid Mechanics Society.
[13] Saha, S., Sauret, E., Gu, Y. (2014). Magnetic convection heat transfer in an open ended enclosure filled with paramagnetic fluids. In *Advances in Computational Mechanics* (Vol. 553, pp. 109–114). Trans Tech Publications Ltd.
[14] Song, K., Wu, S., Tagawa, T., Shi, W., Zhao, S. (2019). Thermomagnetic convection of paramagnetic gas in an enclosure under no gravity condition. *Fluids, 4*(1). https://doi.org/10.3390/fluids4010049
[15] Kaneda, M., Nazato, K., Fujiwara, H., Wada, K., & Suga, K. (2019). Effect of magnetic field on natural convection inside a partially-heated vertical duct: Experimental study. *International Journal of Heat and Mass Transfer, 132*, 1231–1238. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.056
[16] Kaneda, M., Fujiwara, H., Wada, K., Suga, K. (2020). Natural convection of paramagnetic fluid along a vertical heated wall under a magnetic field from a single permanent magnet. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *502*, 166574. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166574
[17] Kaneda, M., Urabe, K., & Inoue, S. (2026). Magnetic-force stimulation on natural convection along heated wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *258*, 127050. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2026.128898
[18] Shi, E., Li, K., Jiang, Ch., He, Y., Mohammadpourfard, M. (2021). Non-uniform magnetic field impact on thermomagnetic convection of paramagnetic air in a permanent magnet-inserted horizontal annulus. *The European Physical Journal Plus, 136*(2), 157. https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01136-1
[19] Mulka, R., Bęben, G., Zajączkowski, B., & Buschmann, M. H. (2024). Magnetic field influence on heat transfer in inclined laminar ferronanofluid flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 205, 109312. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.109312
[20] Bęben-Kucharska, G. H., Mulka, R., & Zajączkowski, B. (2025). Effect of axial and lateral magnetic field configurations on heat transfer in mixed convection ferrofluid flow. *Energies, 18*(18), 4790. https://doi.org/10.3390/en18184790
[21] Pleskacz, Ł., Fornalik-Wajs, E. (2019). Identification of the structures for low Reynolds number flow in the strong magnetic field. *Fluids, 4*(1), 36. https://doi.org/10.3390/fluids4010036

[22] Pleskacz, Ł., Fornalik-Wajs, E., Gurgul, S. (2020). Asymmetrical thermal boundary condition influence on the flow structure and heat transfer performance of paramagnetic fluid-forced convection in the strong magnetic field. *Fluids, 5*(4), 246. https://doi.org/10.3390/fluids5040246
[23] Wrobel, W. A., Fornalik-Wajs, E., Szmyd, J. S. (2010). Experimental and numerical analysis of thermo-magnetic convection in a vertical annular enclosure. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, *31*(6), 1019–1031. https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.05.012
[24] Wróbel, W. (2011). *Analiza wpływu silnego pola magnetycznego na procesy konwekcyjne płynów paramagnetycznych w układzie zamkniętym współosiowych powierzchni cylindrycznych* [Rozprawa doktorska, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie]. Repozytorium AGH.
[25] Tritton D. J., . (1977). Physical fluid dynamics. New York: Van Nostrand Reinhold Co.
[26] Berkovsky, B.M., Medvedev, V.F. and Krakov, M.S. (1993) Magnetic Fluids: Engineering Applications. Oxford University Press, Oxford, 256.
[27] Jackson, J. D. (1999). *Classical electrodynamics* (3rd ed.). John Wiley & Sons.
[28] Swanson, R. C. (2021). *Solving two-equation turbulence models with a perspective on solving transport equations* (NASA Technical Memorandum 20210016636). NASA Langley Research Center.
[29] Sumitomo Heavy Industries, Ltd. (2006). *Superconducting helium free magnet (Model: HF10-100VHT-B) specifications*.
[30] Patankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation.
[31] *ANSYS, Inc. (2024). Ansys Fluent theory guide (Release 24.1).*

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_26

Cieplno-przepływowe badania eksperymentalne mini strug syntetycznych

PAWEŁ GIL, RAFAŁ GAŁEK

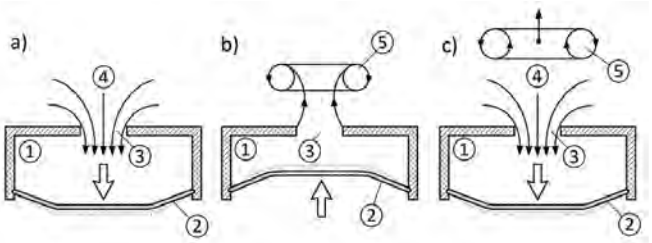
Politechnika Rzeszowska, Wydział Budowy Maszyn i Lotnictwa
al. Powstańców Warszawy 8
35-029 Rzeszów
e-mail: gilpawel@prz.edu.pl

Słowa kluczowe: mini struga syntetyczna, generator strugi syntetycznej, chłodzenie uderzeniowe, prędkości poddźwiękowe

Generator strugi syntetycznej jest urządzeniem umożliwiającym wytwarzanie strugi o zerowym wydatku masowym netto w dyszy. Cechą charakterystyczną urządzenia wytwarzającego strugę syntetyczną jest brak zewnętrznego doprowadzenia płynu. Generator strugi syntetycznej składa się z drgającej membrany, komory oraz dyszy. Podczas cyklicznej pracy generatora strugi syntetycznej powstaje ciąg struktur wirowych, które przemieszczając się tworzą strugę syntetyczną. Najbardziej perspektywicznym zastosowaniem strugi syntetycznej jest rozpraszanie ciepła, zarówno przy chłodzeniu uderzeniowym jak i w połączeniu z przepływami laminarnymi. Badania nad strugami syntetycznymi są prowadzone od ponad 30 lat, zjawisko to jest dość gruntowanie przebadane pod kątem przepływowym i cieplnym, w szczególności dla dysz okrągłych. Najczęściej generatory strugi syntetycznej pracują przy wykorzystaniu powietrza jako płynu roboczego oraz mają dysze rozmiarów makro (średnica hydrauliczna jest rzędu kilkunastu milimetrów). Dla powietrznej strugi syntetycznej o liczbie Reynoldsa 5250 podczas chłodzenia uderzeniowego liczba Nusselta punktu stagnacji wynosi 50. Dla przykładowej średnicy 22 mm, współczynnik przejmowania ciepła wynosi wówczas 60 W/(m^{2}K) [13]. Jeżeli tego samego rzędu wartości liczby Nusselta byłyby możliwe do osiągnięcia również w przypadku mini strugi syntetycznej dla tej samej liczby Reynoldsa, np. o średnicy hydraulicznej dyszy równej 1 mm, skutkowałoby to wartościami współczynnika przejmowania ciepła ok. 1300 W/(m^{2}K). Tego rzędu wartości współczynnika przejmowania ciepła charakteryzują najwydajniejsze technologie chłodzenia dla powietrza jako płynu roboczego. Mimo obiecujących perspektyw technologia ta nie została dotąd gruntownie scharakteryzowana w dostępnej literaturze przedmiotu, nie ma informacji dotyczących budowy generatorów strugi syntetycznej dla zakresu średnic hydraulicznych rzędu milimetrów. Celem tej pracy jest zaprezentowanie nowego rodzaju generatora strugi syntetycznej, umożliwiającego generację strugi syntetycznej z mini dysz oraz zaprezentowanie wstępnych wyników pomiarów eksperymentalnych w postaci przebiegów temperatury w czasie dla strugi syntetycznej, poziomu ciśnienia akustycznego oraz profile współczynników przejmowania ciepła przy chłodzeniu uderzeniowym. Ostaniem celem pracy jest opisanie problemów technologicznych oraz natury fizycznej tego typu generatorów.

Wstęp

Generator strugi syntetycznej składa się z komory z dyszą, w której ruchomy lub elastyczny element zastępuje jedną ze ścianek, aby wywołać przepływ płynu przez dyszę. Ta okresowa zmiana objętości komory generuje strugę syntetyczną, zostało to schematycznie zaprezentowane na rysunku 1. Do okresowej zmiany objętości komory można wykorzystać siłowniki, takie jak membrana głośnika, płytka piezoelektryczna lub układy tłok-cylinder.



Rysunek 1. Schemat powstawania strugi syntetycznej, a) cykl zasysania płynu do komory, b) cykl wypychania płynu i formowania struktury wirowej, c) kolejny cykl zasysania: 1 - komora, 2 - membrana lub tłok, 3 - dysza, 4 - zasysany płyn, 5 - struktura wirowa

Urządzenia te są również znane jako układy o zerowym wydatku masowym netto ze względu na to, że średni w czasie wydatek masowy w przekroju dyszy wynosi zero. Masa płynu zassana przez dyszę w cyklu zasysania zostanie wyrzucona przez dyszę w cyklu wypychania. Powstawanie strugi syntetycznej obejmuje kilka procesów. Na skutek zmniejszenia objętości komory generatora strugi syntetycznej następuje wypływ czynnika roboczego przez dyszę. Gdy zmiany objętości są wystarczająco duże, warstwa graniczna płynu za dyszą oddziela się od ścianki, zwijając się na krawędzi dyszy i tworzy strukturę wirową. Wir ten oddala się od dyszy pod wpływem własnej, prędkości indukowanej. Podczas kolejnego cyklu zasysania, płyn roboczy z otoczenia jest ponownie zasysany do komory, lecz wcześniej uformowany wir pierścieniowy jest już wystarczająco daleko od dyszy i nie jest niszczony. Na skutek cyklicznej zmiany objętości komory siłownikiem zasilanym sygnałem sinusoidalnym powstaje ciąg struktur wirowych, które w pewnej odległości od dyszy ulegają rozproszeniu tworząc przepływ wysoko turbulentny. Generatory strug syntetycznych znalazły liczne zastosowania, najbardziej obiecujące spośród nich to rozpraszanie ciepła [1-3] oraz kontrola przepływu [4-6]. W dziedzinie wysokowydajnej elektroniki i serwerów, efektywne systemy chłodzenia są kluczowe. Strugi syntetyczne oferują nowoczesny i wydajny sposób rozpraszania ciepła, czyniąc je idealnymi do chłodzenia czułych na przegrzanie komponentów elektronicznych [7]. Naukowe badania nad strugami syntetycznymi rozpoczęły się w 1998 roku dzięki pionierskiej pracy Smitha i Glezera [8]. Od tamtej pory prowadzono rozległe badania, skupiające się na charakterystykach przepływowych i cieplnych strug syntetycznych, szczególnie dla generatorów strugi syntetycznej z prostymi okrągłymi dyszami. Gil i Strzelczyk [9] zaprezentowali wyniki szczegółowych badań eksperymentalnych, w których analizowano sprawność energetyczną generatora strugi syntetycznej, prędkości charakterystyczne oraz liczby Reynoldsa w funkcji częstotliwości pracy generatora i dla różnych konfiguracji geometrycznych komory oraz dyszy. Maksymalna uzyskana sprawność energetyczna generatora strugi syntetycznej wynosiła 5%. Badania eksperymentalne przeprowadzono dla liczby Reynoldsa w zakresie Re = 0–22600 oraz dla liczby Stokesa St = 13–308. Zauważono, że maksymalna sprawność występuje w pobliżu częstotliwości rezonansowej głośnika i częstotliwości Helmholtza. Smyk i in. [10] przedstawili wyniki badań eksperymentalnych pola prędkości i wirowości strugi syntetycznej zarejestrowane metodą anemometrii obrazowej PIV. Czasowo uśrednione parametry, takie jak prędkość, turbulentna energia kinetyczna (TKE) oraz wirowość, porównano przy liczbie Reynoldsa Re = 5000 i bezwymiarowej długości skoku 2 oraz 10. Zastosowano trzy różne kształty dysz o tej samej średnicy hydraulicznej: kołowa, kwadratowa i szczelinowa. Pola przepływu badanych parametrów przedstawiono i omówiono dla bezwymiarowej odległości od dyszy $x/d \leq 10$, a różnice w profilach promieniowych i osiowych porównano. Przeanalizowano wpływ kształtu dyszy oraz bezwymiarowej długości skoku na badane

parametry. Persoons i in. [11] przeprowadzili badania dotyczące konwekcyjnej wymiany ciepła związanej z chłodzeniem za pomocą uderzeniowej strugi syntetycznej. W eksperymentach zastosowano wzbudzany głośnikiem generator strugi syntetycznej wyposażony w pojedynczą dyszę. W pracy przedstawiono ogólne równanie korelacyjne dla liczby Nusselta w punkcie stagnacji, mające zastosowanie dla liczb Reynoldsa strugi syntetycznej w zakresie 500–1500 oraz dla odległości pomiędzy wylotem dyszy a elementem chłodzonym w przedziale od 2 do 16. Ponadto zidentyfikowano cztery różne obszary konwekcyjnej wymiany ciepła, zależnej od liczby Strouhala. Pavlova i Amitay [12] zbadali charakterystykę wymiany ciepła związaną z uderzającą strugą syntetyczną. Generator strugi syntetycznej był wyposażony w piezoelektryczny element wykonawczy oraz pojedynczą dyszę osiowosymetryczną. Wyniki wykazały, że dla stałej liczby Reynoldsa lokalne maksimum wymiany ciepła występuje w odległości osiowej pomiędzy wylotem dyszy a powierzchnią chłodzoną w zakresie $4 < x/d < 11$. Greco i in. [13] zbadali wpływ odległości pomiędzy wylotem dyszy a powierzchnią chłodzoną oraz bezwymiarową długością walca (odwrotność liczby Strouhala) na charakterystyki konwekcyjnego współczynnika przejmowania ciepła podczas chłodzenia uderzeniowego strugą syntetyczną. W badaniu zastosowano wzbudzany głośnikiem generator strugi syntetycznej z pojedynczą okrągłą dyszą. Eksperymenty przeprowadzono przy liczbie Reynoldsa równej 5250. Dla dużych bezwymiarowych długości walca pole prędkości strugi syntetycznej było zdominowane przez dwie główne struktury: pierwotny pierścień wirowy, po którym następował strumień podążający. Natomiast przy małych bezwymiarowych długościach walca nie obserwowano strumienia podążającego, zamiast tego pole prędkości charakteryzowała jednoczesna interakcja wielu pierwotnych pierścieni wirowych uderzających w powierzchnię chłodzoną. Lokalne maksimum liczby Nusselta występowało dla odległości osiowej pomiędzy wylotem dyszy a powierzchnią chłodzoną w zakresie $4 < x/d < 6$. W pracy zaprezentowano liczby Nusselta w punkcie stagnacji w zakresie 47-54, co odpowiada współczynnikom konwekcyjnego przejmowania ciepła w zakresie 56-65 W/(m^{2}K). Gil i Wilk [14] badali lokalne współczynniki przejmowania ciepła związane z chłodzeniem uderzeniowym strugą syntetyczną. Pomiary przeprowadzono dla częstotliwości pracy głośnika zamontowanego w generatorze strugi syntetycznej w zakresie 5-600 Hz, skutecznego napięcia w zakresie 1-6 V, bezwymiarowej odległości dyszy od płyty chłodzonej w zakresie x/d = 1-20 oraz różnych średnic i długości dysz. Współczynniki konwekcyjnego przejmowania ciepła w punkcie stagnacji dla powietrza znajdowały się w zakresie 100-140 W/(m^{2}K), co odpowiadało liczbom Nusselta 70-100. Maksymalną liczbę Nusselta uzyskano dla bezwymiarowej długości walca w zakresie 3–5. Dla bezwymiarowych długości walca poniżej 0,82 wymiana ciepła zostaje zdominowana przez konwekcję mieszaną aż zastąpi ją całkowicie konwekcja swobodna. Greco i in. [15][16] zbadali charakterystyki przepływowe strugi syntetycznej i jej wpływ na uderzeniową wymianę ciepła w dwóch konfiguracjach generatorów: z pojedynczą komorą i jedną dyszą oraz z dwoma komorami w których znajdowały się pojedyncze dysze. Struktury przepływu analizowano za pomocą metody anemometrii obrazowej PIV, a charakterystykę cieplną oceniano z wykorzystaniem układu z podgrzewaną cienką folią i kamerą termowizyjną. Generator z dwoma komorami i dwoma dyszami zapewniał lepszą skuteczność chłodzenia w stosunku do generatora z jedną komora i jedną dyszą. Gil i in. [17] zbadali, w jaki sposób liczba i średnica dysz wpływają na właściwości termiczne, przepływowe i akustyczne radiatora wbudowanego w komorę generatora strugi syntetycznej. Eksperymentalnie przetestowano jedenaście różnych konfiguracji geometrycznych. Na podstawie uzyskanych wyników stwierdzono, że stosunek całkowitej powierzchni przekroju poprzecznego dysz do efektywnej powierzchni membrany jest kluczowym parametrem geometrycznym determinującym sprawność energetyczną generatora strugi syntetycznej, ekwiwalentną liczbę Reynoldsa, opór cieplny radiatora oraz poziom ciśnienia akustycznego.

Obecny kierunek rozwoju generatorów strugi syntetycznej obejmuje modyfikacje geometryczne oraz nowe kształty dysz [18-19], jak również układy wielodyszowe [20-21] w celu intensyfikacji konwekcyjnej wymiany ciepła. Inną drogą rozwoju generatorów strugi syntetycznej jest miniaturyzacja dysz. Najczęściej generatory strugi syntetycznej pracują przy wykorzystaniu powietrza jako płynu roboczego oraz mają dysze rozmiarów makro (średnica hydrauliczna jest rzędu kilkunastu milimetrów). Zmniejszając średnicę dyszy generatora strugi syntetycznej do rozmiarów poniżej 3 mm przy zachowaniu podobnych wartości liczby Reynoldsa, jak dla generatorów z dyszami makro można spodziewać się znacznie wyższych współczynników przejmowania ciepła niż dla dysz makro.

Celem niniejszej pracy jest zaprezentowanie nowego generatora strugi syntetycznej przystosowanego do pracy przy wysokich ciśnieniach w komorze, a tym samym potencjalnie do wytworzenia wysokich prędkości powietrza strugi syntetycznej. Celem pracy jest również zaprezentowanie wstępnych wyników badania generatora strugi syntetycznej z mini dyszami, w szczególności temperatury strumienia, natężenia hałasu oraz współczynnika przejmowania ciepła przy chłodzeniu uderzeniowym.

1. Stanowiska badawcze

Badane eksperymentalnie wielkości obejmowały temperaturę strugi syntetycznej, poziom ciśnienia akustycznego oraz wartości współczynnika przejmowania ciepła przy chłodzeniu uderzeniowym. Pomiary każdej z nich wykonywane były na osobnym stanowisku skonfigurowanym specjalnie do tego celu.

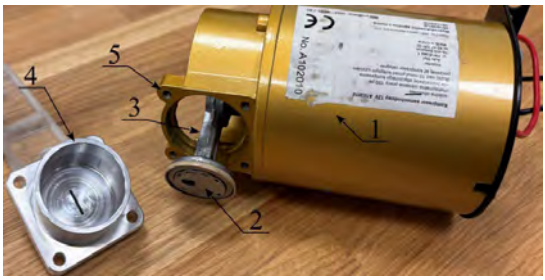
1.1. Generator strugi syntetycznej

Badany generator strugi syntetycznej w konfiguracji tłok-cylinder pokazano na rysunku 2. Do jego budowy w roli układu napędowego wykorzystano komercyjną samochodową sprężarkę tłokową o napięciu pracy 12 V DC. Zasilanie silnika elektrycznego sprężarki oraz regulację jej prędkości obrotowej poprzez zmianę napięcia zrealizowano za pomocą zasilacza laboratoryjnego GW Instek PSB-1400M.



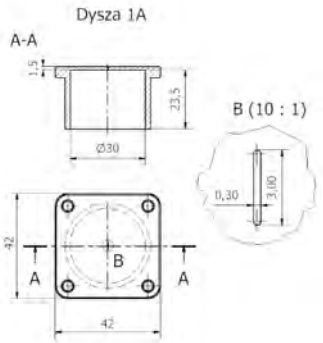
Rysunek 2. Zdjęcie tłokowego generatora strugi syntetycznej z zasilaczem: 1 - generator strugi syntetycznej, 2 - zasilacz prądu stałego, 3 - wymienny cylinder z pokrywą, 4 - mini dysza szczelinowa

Na rysunku 3. zaprezentowano rozmontowany układ cylindra i tłoka generatora strugi syntetycznej. Oryginalny cylinder sprężarki odrzucono na rzecz specjalnie zaprojektowanych cylindrów posiadających pokrywy z umieszczonymi w nich dyszami szczelinowymi. Cylinder przez założeniem był smarowany, a następnie przykręcany czterema śrubami do korpusu sprężarki.



Rysunek 3. Zdjęcie tłokowego generatora strugi syntetycznej: 1 - silnik elektryczny w korpusie, 2 - tłok, 3 - korbowód, 4 - wymienny cylinder z dyszą w pokrywie, 5 - gwint do mocowania cylindra śrubami

Cylindry z dyszą w pokrywie zostały wykonane metodą obróbki skrawaniem ze stopu aluminium EN AW7075 T6. Wszystkie cylindry miały średnicę wewnętrzną równą 30 mm, zaś ich wysokość obejmowała dwa warianty. Wysokość pierwszego z nich, oznaczonego w dalszej części pracy cyfrą „1", wynosiła 23,5 mm, co skutkowało wysokością objętości szkodliwej w cylindrze równą 1 mm. Wysokość cylindra dla drugiego wariantu, oznaczonego cyfrą „2", równa była 25,5 mm i zapewniała wysokość objętości szkodliwej w cylindrze wynoszącą 3 mm. Na rysunku 4. zaprezentowano widok i przekrój poprzeczny dyszy w konfiguracji „1A", zaś na rysunku 5. zdjęcie wszystkich konfiguracji.



Rysunek 4. Widok i przekrój poprzeczny cylindra z dyszą w konfiguracji „1A", wymiary w mm



Rysunek 5. Zdjęcie 10 cylindrów z dyszami w różnych konfiguracjach

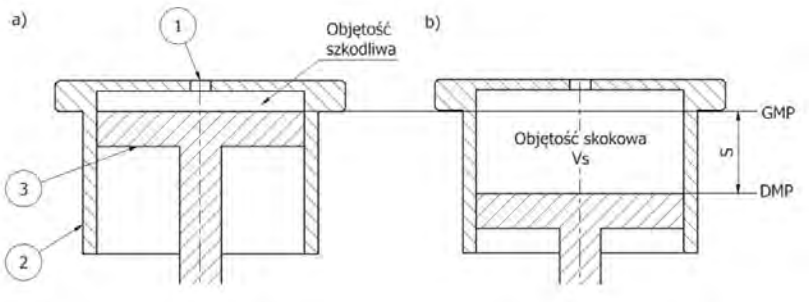
Charakterystykę cylindrów w obydwu konfiguracjach przedstawiono w tabeli 1. Wykorzystując dwie różne objętości szkodliwe, możliwe jest wytworzenie mniejszego lub większego ciśnienia w cylindrze

podczas pracy tłoka ponieważ różny jest wówczas stopień sprężania wynoszący w konfiguracji „1” ε=13, zaś w konfiguracji „2” ε=5. Stopień sprężania został obliczony z następującej zależności:

$$\varepsilon = \frac{V_{\mathrm{DMP}}}{V_{\mathrm{GMP}}} \tag{1}$$

gdzie: V_{DMP} oznacza objętość całkowitą w dolnym martwym położeniu, zaś V_{GMP} oznacza objętość szkodliwą.

Na rysunku 6. zaprezentowano geometrię komory generatora strugi syntetycznej przy obu tych charakterystycznych położeniach tłoka.



Rysunek 6. Geometria układu tłok-cylinder: a) tłok w GMP, b) tłok w DMP, 1 - dysza, 2 - cylinder, 3 - tłok, S - skok, GMP - górne martwe położenie, DMP - dolne martwe położenie

Tabela 1. Charakterystyka zastosowanych układów tłok-cylinder

Nazwa	Typ „1”	Typ „2”
Średnica cylindra [mm]	30	30
Wysokość objętości szkodliwej [mm]	1	3
Objętość szkodliwa V_{GMP} [mm^3]	707	2121
Skok tłoka S [mm]	12	12
Objętość skokowa V_s [mm^3]	8482	8482
Objętość całkowita V_{DMP} [mm^3]	9189	10603
Stopień sprężania $V_{\mathrm{DMP}}/V_{\mathrm{GMP}}$	13	5

Dysze w pokrywie cylindra wykonane zostały w kształcie szczeliny o różnych wymiarach geometrycznych. Najmniejsza szczelina oznaczona symbolem „A” miała szerokość wynoszącą 0,3 mm i długość wynoszącą 3 mm. Wysokość dyszy w każdym przypadku równa była 5-cio krotności szerokości. Wymiary geometryczne i średnice hydrauliczne dysz zaprezentowano w tabeli 2.

Tabela 2. Charakterystyka dysz szczelinowych

Typ	Szerokość [mm]	Długość [mm]	Wysokość [mm]	Średnica hydrauliczna d_h [mm]
„A”	0,3	3	1,5	0,56
„B”	0,4	4	2	0,74
„C”	0,6	6	3	1,11
„D”	0,8	8	4	1,48
„E”	1,1	11	5,5	2,04

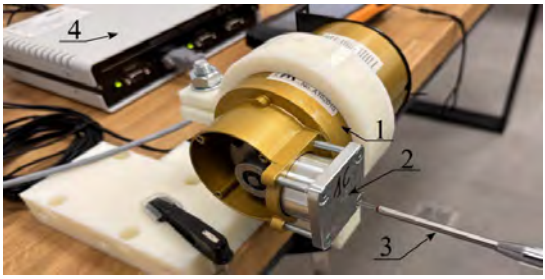
Średnica hydrauliczna została obliczona jako stosunek 4-ro krotności przekroju poprzecznego *S* szczeliny do obwodu szczeliny *O*.

$$d_{\mathrm{h}} = \frac{4 \cdot S}{O} \tag{2}$$

Nazewnictwo konfiguracji dysz i cylindrów stosowane w pracy polega na połączniu cyfry cylindra z literą dyszy, np. konfiguracja „1A" oznacza cylinder typu „1" z dyszą typu „A". Czynnikiem roboczym generatora strugi syntetycznej jest powietrze atmosferyczne o temperaturze pokojowej.

1.2. Stanowisko do pomiaru temperatury strugi syntetycznej

Pomiary temperatury strugi syntetycznej na wylocie z dyszy zostały zarejestrowane za pomocą anemometru z zimnym włóknem. Anemometr ATU08 produkcji Instytutu Mechaniki Górotworu Polskiej Akademii Nauk w Krakowie posiadał sondę włóknową z wolframu o średnicy 5 µm i długości 1.5 mm. Przyjęto liniowy współczynnik zmiany rezystancji włókna wraz z temperaturą, założenie takie umożliwiło kalibrację charakterystyki sondy w dwóch punktach. Dokładność pomiaru temperatury oszacowano na lepszą niż ±2°C. Sonda wraz z oprawką została zainstalowana na 3-osiowym manipulatorze firmy Festo, który umożliwia pozycjonowanie w układzie kartezjańskim z dokładnością lepszą niż ±0,02 mm. Sonda była umieszczona równolegle do szczeliny dyszy i odsunięta od niej o około 1 mm w celu uniknięcia ryzyka zniszczenia sondy w wyniku kontaktu z pokrywą cylindra. Na rysunku 7. zaprezentowano zdjęcie ilustrujące stanowisko pomiarowe podczas pomiaru temperatury strugi syntetycznej.



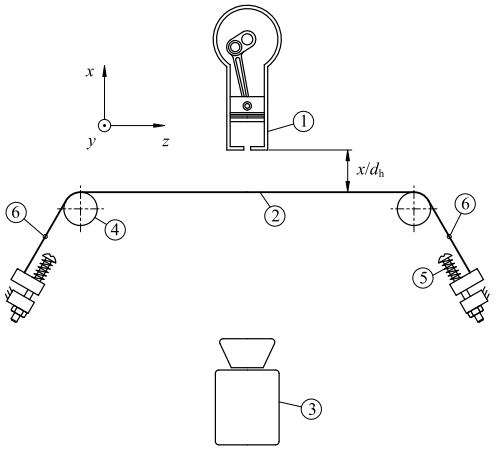
Rysunek 7. Stanowisko do pomiaru temperatury strumienia: 1 - generator strugi syntetycznej, 2 - dysza, 3 - sonda włóknowa, 4 - anemometr ATU08

1.3. Stanowisko do pomiaru poziomu ciśnienia akustycznego

Pomiar poziomu ciśnienia akustycznego zrealizowano decybelomierzem Testo 816-1 spełniającym wymagania klasy 2 IEC 61672-1. Dokładność pomiaru oszacowano na ±1,4 dB. Zastosowano charakterystykę korekcyjną typu A oraz czas próbkowania wynoszący 125 ms. Decybelomierz posiada mikrofon o zakresie częstotliwości wynoszącym 20-8000 Hz i zakresie pomiarowym 30-130 dB. Poziom ciśnienia akustycznego był mierzony w odległości 1 metra od generatora strugi syntetycznej w pomieszczeniu o znacznie większych wymiarach geometrycznych niż badane urządzenie. Poziom ciśnienia akustycznego tła przy wyłączonym generatorze strugi syntetycznej był zawsze o co najmniej 10 dB niższy niż poziom ciśnienia akustycznego generowany przez generator, zatem zgodnie z zaleceniami zawartymi w ISO 3746:2010 nie było wymagane stosowanie korekt.

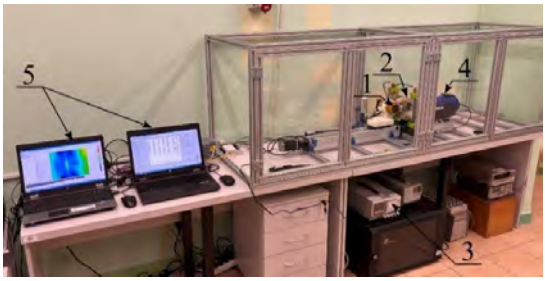
1.4. Stanowisko do pomiaru konwekcyjnych współczynników przejmowania ciepła

Zasada pomiaru wartości współczynnika przejmowania ciepła oraz konstrukcja stanowiska oparta jest na koncepcji przedstawionej w [22], zaś szczegóły jego realizacji opisano w [23]. Schemat stanowiska ilustruje rysunek 8. Cienka folia ze stali nierdzewnej AISI 304 o grubości 25 µm rozpięta jest pomiędzy dwoma prętami miedzianymi o osiach oddalonych od siebie o 200 mm. Różnica potencjałów przyłożona do prętów powoduje przepływ prądu elektrycznego w materiale folii, w wyniku czego wydzielone zostaje w nim ciepło Joule'a. Po jednej stronie folia poddana jest działaniu konwekcji wywołanej strugą syntetyczną, zaś po przeciwnej stronie znajduje się kamera termowizyjna rejestrująca rozkład temperatury na folii. Ze względu na bardzo małą grubość folii przyjęto, że różnica temperatur pomiędzy obiema jej powierzchniami jest pomijalna, tzn. wartość temperatury w danym punkcie po stronie kamery jest praktycznie taka sama, jak po stronie strugi syntetycznej.



Rysunek 8. Uproszczony schemat stanowiska pomiarowego (widok z góry), 1 - generator strugi syntetycznej, 2 - folia metalowa, 3 - kamera termowizyjna, 4 - pręt miedziany, 5 - sprężyna, 6 - miejsca pomiaru spadku napięcia

W pobliżu punktu stagnacji po stronie działania strugi dominuje konwekcja wymuszona, jednak w ogólnym przypadku z dala od niego wpływ konwekcji swobodnej może być istotny, gdyż w czasie eksperymentu folia ogrzewana jest do temperatur przewyższających temperaturę otoczenia o ok. 60°C. Z tego powodu zjawiska konwekcyjne po tej stronie folii określane będą w dalszej części pracy mianem konwekcji mieszanej.



Rysunek 9. Stanowisko do pomiaru konwekcyjnych współczynników przejmowania ciepła: 1 - generator strugi syntetycznej, 2 - folia, 3 - zasilacz laboratoryjny DC, 4 - kamera termowizyjna, 5 - komputery do akwizycji danych

Po stronie kamery termowizyjnej folia chłodzona jest drogą konwekcji swobodnej, zaś po obu stronach dodatkowo drogą promieniowania. Podsumowanie wymienionych mechanizmów wymiany ciepła wraz z uwzględnieniem przewodzenia pozwala na sformułowanie bilansu cieplnego elementu folii w postaci:

$$\dot{q}_{\mathrm{rad,g}} + \dot{q}_{\mathrm{rad,f}} + \dot{q}_{\mathrm{nc}} + \dot{q}_{\mathrm{mix}} + \dot{q}_{\mathrm{cond,z}} + \dot{q}_{\mathrm{cond,y}} = \dot{q}_{\mathrm{h}} \tag{3}$$

gdzie: $\dot{q}_{\mathrm{rad,g}}$ i $\dot{q}_{\mathrm{rad,f}}$ to gęstości strumienia ciepła traconego drogą promieniowania do otoczenia z powierzchni folii odpowiednio od strony kamery i od strony strugi syntetycznej, $\dot{q}_{\mathrm{cond,z}}$ i $\dot{q}_{\mathrm{cond,y}}$ to gęstości strumienia ciepła wymienianego drogą przewodzenia z sąsiednimi elementami folii odpowiednio na kierunku poziomym i pionowym, $\dot{q}_{\mathrm{nc}}$ to gęstość strumienia ciepła wymienianego drogą konwekcji swobodnej po stronie kamery, $\dot{q}_{\mathrm{mix}}$ to gęstość strumienia ciepła wymienianego drogą konwekcji mieszanej po stronie strugi, zaś $\dot{q}_{\mathrm{h}}$ to gęstość strumienia ciepła generowana w objętości folii w wyniku ogrzewania rezystancyjnego. Należy tutaj zwrócić uwagę, że gęstość strumienia ciepła $\dot{q}_{\mathrm{mix}}$ zapisana została w bilansie po stronie chłodzenia. Jej dodatnia wartość oznacza zatem, że w wyniku działania strugi syntetycznej element folii jest chłodzony, co jak się okaże, nie ma miejsca na całej powierzchni folii – w niektórych obszarach przeważa efekt ogrzewania. Wartość $\dot{q}_{\mathrm{h}}$ obliczyć można jako:

$$\dot{q}_{\mathrm{h}} = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{h}}}{W \cdot H} \tag{4}$$

gdzie: W i H to odpowiednio szerokość i wysokość ogrzewanej części folii, zaś $\dot{Q}_{\mathrm{h}}$ to moc cieplna wydzielona w całej folii, którą utożsamić można z mocą elektryczną zasilającą folię określoną na podstawie pomiaru napięcia i natężenia prądu elektrycznego.

Wartości gęstości strumienia ciepła wymienionego przez element folii drogą przewodzenia z elementami sąsiednimi odpowiednio w poziomie i w pionie można wyrazić jako:

$$\dot{q}_{\mathrm{cond},z} = k\frac{\Delta x}{\Delta z^2}\left(2T - T_{n,m\text{-}1} - T_{n,m+1}\right) \tag{5}$$

$$\dot{q}_{\mathrm{cond,y}} = k\frac{\Delta x}{\Delta y^2}\left(2T - T_{n-1,m} - T_{n+1,m}\right) \tag{6}$$

gdzie: T to temperatura analizowanego elementu folii, $T_{n,m\text{-}1}$ i $T_{n,m+1}$ to temperatury elementów sąsiednich w poziomie, $T_{n\text{-}1,m}$ i $T_{n+1,m}$ to temperatury elementów sąsiednich w pionie, Δz i Δy to wymiary elementu odpowiednio w poziomie i w pionie, Δx to grubość folii, zaś k to współczynnik przewodzenia ciepła materiału folii. W przeprowadzonej analizie za element folii przyjęto jej obszar odpowiadający

pojedynczemu pikselowi termogramu, konieczne zatem było precyzyjne wyznaczenie wymiarów pikseli przy konkretnym ustawieniu kamery w stosunku do obserwowanej folii. Kalibracja taka przeprowadzona została za pomocą specjalnie wykonanego w tym celu obiektu o dokładnie znanych wymiarach wprowadzonego w pole widzenia kamery. Pomiary wykonywano przy ustawieniu, dla którego określona w ten sposób rozdzielczość wynosiła ok. 0,223 mm/piksel. Należy zauważyć, że gęstości strumienia ciepła we wzorach (5) i (6) odniesione są do jednostki powierzchni folii, aby zachować spójność z pozostałymi wielkościami występującymi we wzorze (3).

Gęstości radiacyjnych strumieni ciepła po obu stronach folii określić można jako:

$$\dot{q}_{\mathrm{rad,g}} = \sigma\varepsilon_{\mathrm{g}}\left(T^4 - {T_0}^4\right) \tag{7}$$

$$\dot{q}_{\mathrm{rad,f}} = \sigma\varepsilon_{\mathrm{f}}\left(T^4 - {T_0}^4\right) \tag{8}$$

gdzie: σ to stała Stefana-Boltzmanna, ε_{g} i ε_{f} to emisyjność powierzchni folii odpowiednio po stronie kamery i strugi, zaś T_0 to średnia radiacyjna temperatura otoczenia, z którym folia wymienia ciepło przez promieniowanie, przyjęta jako równa temperaturze powietrza z dala od rejonu działania strugi T_0=T_{f}. W celu zwiększenia emisyjności powierzchni folii po stronie kamery pokryta została ona cienką warstwą grafitu. W efekcie emisyjność tej powierzchni wynosiła ε_{g}=0,9, co zmierzono w osobnym eksperymencie. Emisyjność folii bez pokrycia po stronie strugi przyjęto jako ε_{f}=0,12 na podstawie [24].

Gęstość strumienia ciepła charakteryzującego konwekcję swobodną po stronie kamery określono jako:

$$\dot{q}_{\mathrm{nc}} = h_{\mathrm{nc}}\left(T - T_f\right) \tag{9}$$

gdzie: T_{f} to temperatura powietrza poza rejonem działania strugi syntetycznej i z dala od ogrzewanej folii, zaś h_{nc} to współczynnik przejmowania ciepła dla konwekcji swobodnej po stronie kamery. W celu wyznaczenia najlepszego przybliżenia tej ostatniej wartości na początku każdej sesji pomiarowej rejestrowano termogram w warunkach, w których nie działała struga syntetyczna, a folia zasilana była taką samą mocą elektryczną, jak w przypadku właściwego eksperymentu. Po obu stronach folii działała wówczas zatem konwekcja swobodna, zaś wartość h_{nc} wyznaczano na podstawie bilansu cieplnego analogicznego do tego opisanego wzorem (3), jednak z uwzględnieniem po stronie przeciwnej do kamery konwekcji swobodnej zamiast mieszanej.

Znane są zatem wszystkie składniki bilansu cieplnego danego wzorem (3) poza $\dot{q}_{\mathrm{mix}}$, dzięki czemu wartość gęstości strumienia ciepła wynikającego z działania strugi syntetycznej może być wyznaczona na jego podstawie. To z kolei pozwala na znalezienie wartości współczynnika przejmowania ciepła jako:

$$h_{\mathrm{mix}} = \frac{\dot{q}_{\mathrm{mix}}}{(T - T_{\mathrm{ref}})} \tag{10}$$

Szczególną uwagę należy tutaj zwrócić na wybór poprawnej wartości temperatury odniesienia T_{ref}. Użycie wartości temperatury płynu w obszarze niezaburzonym T_{f} byłoby tutaj niepoprawne, gdyż w badanym zjawisku struga syntetyczna osiąga temperaturę statyczną wyższą od temperatury otoczenia w wyniku sprężania bliskiego adiabatycznemu, a dodatkowo posiada wysoką energię kinetyczną, która zamienia się w energię cieplną w wyniku wyhamowania po zderzeniu z powierzchnią folii. W praktyce pomiarowej za poprawną temperaturę odniesienia w analogicznych przypadkach uznaje się temperaturę ścianki adiabatycznej T_{aw}, jednak eksperymentalne wyznaczenie jej ścisłej wartości w konfiguracji, w której ściankę stanowi w istocie folia pozbawiona izolacji z którejkolwiek ze stron jest problematyczne. Pomocne w tej sytuacji jest rozszerzenie eksperymentu o rejestrację

termogramu przy działającej strudze syntetycznej, jednak wyłączonym zasilaniu folii. Można wówczas zapisać dla tego przypadku bilans cieplny analogiczny do tego danego wzorem (3), w którym jednak wartość $\dot{q}_h$ równa będzie zero. Zakładając, że wartości współczynników h_{mix} i h_{nc} będą w obu przypadkach w przybliżeniu jednakowe otrzymuje się dla każdego piksela układ dwóch równań z dwiema niewiadomymi: h_{mix} oraz T_{ref}, którego rozwiązanie w całości wynika z zależności fizycznych i nie jest w żadnym punkcie obarczone problemem arbitralnego wyboru wartości T_{ref}. Należy przy tym jednak zauważyć, że założenie o jednakowych wartościach h_{mix} i h_{nc} w przypadkach z ogrzewaniem i bez ogrzewania folii nie jest ściśle spełnione – temperatura folii jest w obu przypadkach różna, zatem h_{nc} oraz komponent h_{mix} opisujący konwekcję swobodną będą mieć różne wartości w zależności od tego, czy foli jest zasilana, czy nie. W przypadku jednak, gdy zjawisko zdominowane jest przez konwekcję wymuszoną strugą o znacznej prędkości, różnice te uznać można za mało znaczące dla ostatecznych wyników eksperymentu.

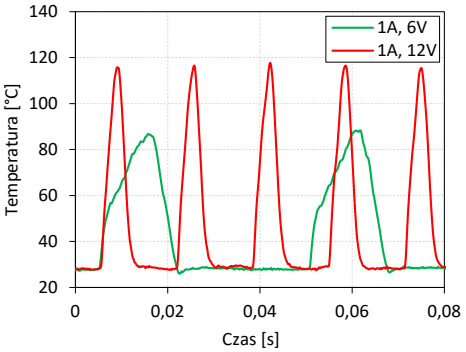
Procedura pomiarowa obejmowała dla każdej sesji pomiarowej rejestrację termogramu służącego do kalibracji rozdzielczości oraz termogramu z działającą jedynie konwekcją swobodną służącego wyznaczeniu wartości h_{nc}. Następnie dla każdej konfiguracji eksperymentalnej rejestrowano termogram z włączonym generatorem strugi syntetycznej, lecz wyłączonym grzaniem folii, a na koniec zapisywano termogram z działającą jednocześnie strugą syntetyczną oraz ogrzewaniem folii. Wszystkie termogramy rejestrowano jako sekwencję z częstotliwością 50 Hz, a następnie dokonywano uśredniania wartości temperatury w czasie dla każdego piksela. Rejestracji każdego termogramu towarzyszył pomiar wartości napięcia i natężenia prądu zasilającego generator, napięcia i natężenia prądu zasilającego folię oraz temperatury otoczenia T_f.

Proces analizy danych obejmował wyznaczenie wartości współczynnika przejmowania ciepła h_{mix} w opisany sposób, przy czym dodatkowo okazało się konieczne zastosowanie filtrowania wartości temperatury termogramów. Konieczność ta wynikała z faktu, że wartość gęstości strumieni ciepła, które element folii wymienia drogą przewodzenia obliczane ze wzorów (5) i (6) są bardzo wrażliwe na jakość danych termograficznych – obecny w nich szum, nawet o stosunkowo niewielkiej wartości potrafi powodować zupełnie niefizyczne wartości $\dot{q}_{cond,z}$ i $\dot{q}_{cond,y}$. Problem ten nie dotyczy jedynie stanowiska używanego w niniejszej pracy, ale jest generalnie rozpoznany w praktyce pomiarowej podobnych zagadnień. Analizowano go m.in. w [25], gdzie zaproponowano, że odpowiednim rozwiązaniem będzie podwójne zastosowanie na termogramie filtra Wienera i taką właśnie procedurę przyjęto w niniejszej pracy.

2. Wyniki badań eksperymentalnych

2.1. Temperatura strugi syntetycznej

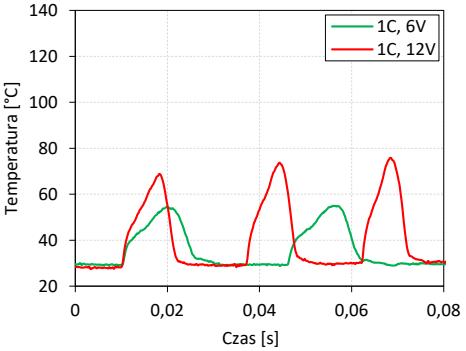
Temperatura strugi syntetycznej na wylocie z dyszy generatora dla konfiguracji geometrycznej „1A" w funkcji czasu zaprezentowana została na rysunku 10. Zauważyć można, że dla napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 12 V temperatura zasysanego powietrza jest w zakresie 26-28°C, natomiast podczas cyklu wypychania powietrza z komory generatora strugi syntetycznej temperatura rośnie do wartości 115°C. Cykle te są powtarzalne w funkcji czasu. Z wykresu można również odczytać częstotliwość pracy generatora strugi syntetycznej dla konfiguracji „1A" i napięcia zasilania 12V, która wynosi 60,2 Hz.



Rysunek 10. Temperatura strugi syntetycznej na wylocie z dyszy dla konfiguracji geometrycznej 1A i napięcia zasilania silnika 6 V DC oraz 12 V DC

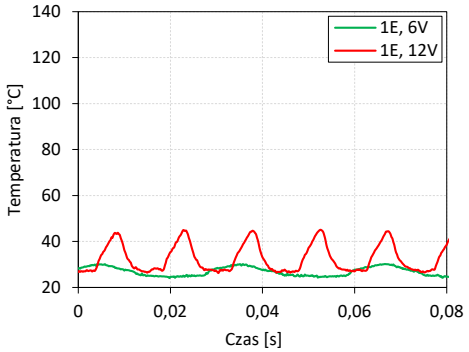
Dla napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 6V temperatura zasysanego powietrza jest w zakresie 26-28°C, natomiast podczas cyklu wypychania powietrza z komory generatora strugi syntetycznej temperatura rośnie do wartości 88°C. Częstotliwość pracy generatora to w tym przypadku 22,7 Hz.

Temperatura strugi syntetycznej na wylocie z dyszy dla konfiguracji geometrycznej „1C" w funkcji czasu jest zaprezentowana na rysunku 11. Dla napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 12 V temperatura zasysanego powietrza jest w zakresie 27-30°C, zaś w wyniku działania generatora strugi syntetycznej rośnie do wartości 72°C. Częstotliwość pracy generatora strugi syntetycznej wynosiła tutaj 37,6 Hz. Dla napięcia zasilania wynoszącego 6 V maksymalna temperatura wynosiła 55°C, zaś częstotliwość pracy 26,9 Hz.



Rysunek 11. Temperatura strugi syntetycznej na wylocie z dyszy dla konfiguracji geometrycznej 1C i napięcia zasilania silnika 6 V DC oraz 12 V DC

Analogiczne przebiegi wartości temperatury dla konfiguracji geometrycznej „1E" w funkcji czasu pokazano na rysunku 12. Dla napięcia zasilania wynoszącego 12 V temperatura zasysanego powietrza jest w zakresie 27-30°C, natomiast maksymalna wartość temperatury w cyklu wypychania to 43°C.

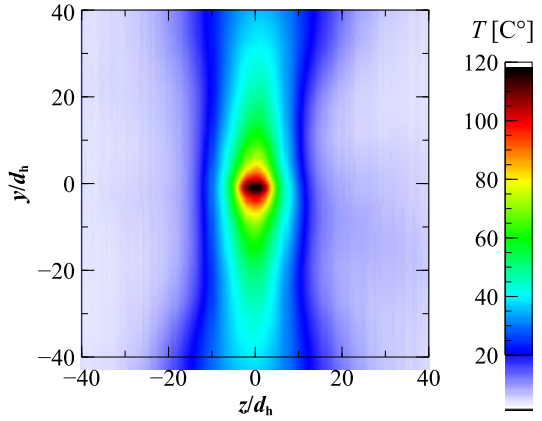


Rysunek 12. Temperatura strugi syntetycznej na wylocie z dyszy dla konfiguracji geometrycznej 1E i napięcia zasilania silnika 6V DC oraz 12 V DC

Częstotliwość pracy generatora strugi syntetycznej dla konfiguracji „1E" i napięcia zasilania 12 V wynosiła 70,4 Hz. Dla napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 6 V amplituda zmian temperatury podczas cyklu wypychania i zasysania powietrza jest już nieznaczna w porównaniu z wykresami przedstawionymi na rysunkach 11 i 12 - temperatura zmienia się w zakresie od 20°C do 30°C.

2.2. Charakterystyki cieplne podczas chłodzenia uderzeniowego

Termogram folii przy wyłączonym zasilaczu (bez grzania oporowego) i działającej strudze syntetycznej dla konfiguracji dyszy „1A", bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 9 V zaprezentowano na rysunku 13.

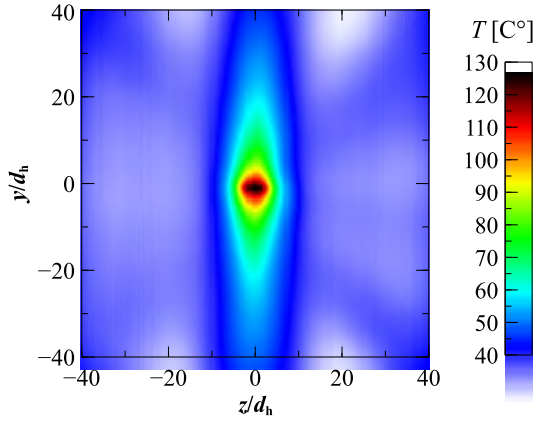


Rysunek 13. Termogram foli przy wyłączonym zasilaczu (bez grzania oporowego) i działającej strudze syntetycznej dla konfiguracji 1 A, bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora równego 9 V

Struga syntetyczna uderzająca w zimną folię nagrzewa ją w punkcie spiętrzenia do temperatury 117°C. Na termogramie zaobserwować można poziome odwzorowanie obszaru wysokiej temperatury będące

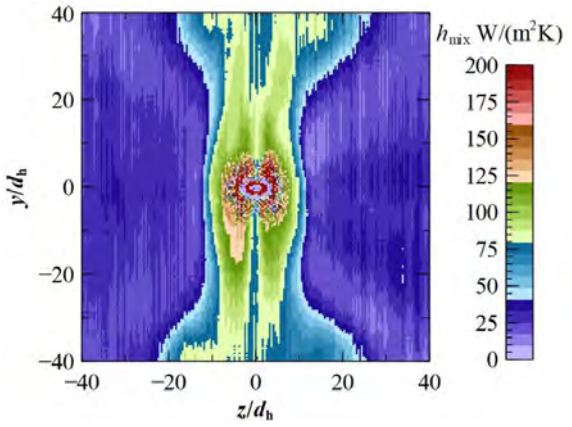
rezultatem poziomego ustawienia dyszy szczelinowej. Termogram zaprezentowany na rysunku 13. ilustruje problem związany z pomiarem współczynnika przejmowania ciepła na stanowisku z ogrzewaną folią. Polega on na tym, że realizacja eksperymentu w konfiguracji konwencjonalnej, tzn. takiej, w której struga w każdym punkcie chłodzi powierzchnię, w którą uderza, wymagałoby nadanie tej powierzchni temperatury wyższej niż efektywna temperatura strugi. Wymaganie takie napotkać może problemy natury technicznej, np. związane z odpornością części składowych stanowiska na wysokie temperatury, natomiast w każdym przypadku powoduje wzrost znaczenia konwekcji swobodnej, której efekty należy uwzględnić w bilansie cieplnym, choć nie stanowią głównego przedmiotu zainteresowania w przeprowadzanym eksperymencie.

Termogram foli przy włączonym zasilaczu (z grzaniem oporowym) przy uderzającej strudze syntetycznej dla konfiguracji dyszy „1A", bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 9 V zaprezentowano na rysunku 14. Termogram ten ma postać odmienną od konwencjonalnej, występującej przy chłodzeniu nagrzanej folii strugą izotermiczną o znacznie niższej temperaturze niż temperatura folii, gdzie najniższe temperatury występują w obszarze najintensywniej chłodzonym czyli w obszarze stagnacji. W analizowanym przypadku w obszarze stagnacji mamy do czynienia z dodatkowym źródłem ciepła pochodzącym z działania strugi syntetycznej o wysokiej temperaturze i wysokiej energii kinetycznej.



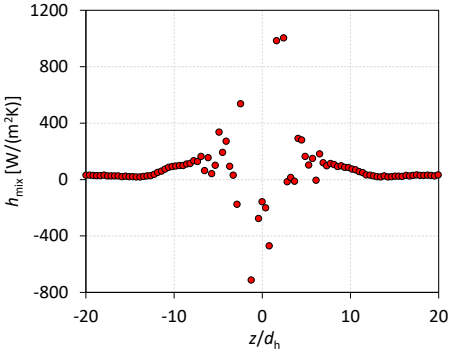
Rysunek 14. Termogram foli przy włączonym zasilaczu (z grzaniem oporowym) przy uderzającej strudze syntetycznej dla konfiguracji 1A, bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora równego 9 V

Rozkład współczynników przejmowania ciepła przy chłodzeniu uderzeniowym strugą syntetyczną dla konfiguracji dyszy „1A", bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej wynoszącego 9 V zaprezentowano na rysunku 15.



Rysunek 15. Wartości współczynnika przejmowania ciepła przy uderzającej strudze syntetycznej dla konfiguracji 1A, bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora równego 9 V

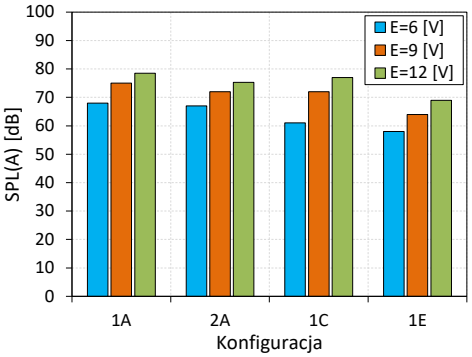
Profil współczynnika przejmowania ciepła dla tego przypadku wzdłuż linii y/d_h=0 zaprezentowano na rysunku 16. Widać na nim wzrost wartości współczynnika przejmowania ciepła od około 20 W/(m^{2}K) do około 120 W/(m^{2}K) w miarę zbliżania się do punktu stagnacji, jednak w pewnej odległości od niego profil traci spójność – wyniki eksperymentalne są rozrzucone przybierając bardzo duże wartości zarówno ujemne jak i dodatnie. Trudno uznać je za ilustrację rzeczywistości fizycznej – stanowią one raczej artefakty obliczeniowe wynikające z faktu, że w obszarze stagnacji, w którym występują bardzo duże gradienty prędkości strugi oraz temperatury zastosowana procedura analizy danych załamuje się. Biorąc pod uwagę postać termogramu w obszarze stagnacji, ale także szerokość dyszy 1A równą 0,3 mm w stosunku do rozdzielczości termogramu równej 0,223 mm/piksel podejrzewać można, że właśnie niewystarczająca rozdzielczość ponosi przynajmniej częściową odpowiedzialność za obserwowane artefakty.



Rysunek 16. Wartości współczynnika przejmowania ciepła przy uderzającej strudze syntetycznej dla konfiguracji 1A, bezwymiarowej odległości x/d_h=5 oraz napięcia zasilania generatora równego 9 V wzdłuż linii y/d_h=0.

2.3. Poziom ciśnienia akustycznego SPL

Na rysunku 18 zaprezentowano wartości poziomu ciśnienia akustycznego SPL dla czterech różnych konfiguracji geometrycznych oraz trzech różnych napięć zasilania generatora strugi syntetycznej. Najwyższe wartości SPL wynoszące 78,5 dB zaobserwowano dla dyszy o najmniejszych wymiarach czyli konfiguracji „1A" i najwyższego napięcia zasilania *E*=12 V. Redukcja napięcia zasilania do *E*=9 V, obniża poziom ciśnienia akustycznego do wartości 75 dB. Dla najniższego badanego napięcia *E*=6 V i dyszy „1A" wartość SPL wynosiła 68 dB. Dla konfiguracji dyszy „2A", która posiada większą objętość szkodliwą w stosunku do konfiguracji „1A" poziom SPL jest nieznacznie niższy w stosunku do „1A" średnio o 2,4 dB.



Rysunek 18. Poziom ciśnienia akustycznego SPL dla czterech różnych konfiguracji geometrycznych oraz trzech różnych wartości napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej

Dla większych średnic hydraulicznych dysz czyli dla konfiguracji geometrycznych „1C" oraz „1E" poziom ciśnienia akustycznego jest niższy niż dla konfiguracji „1A" i tego samego napięcia zasilania generatora strugi syntetycznej. Redukcja wartości SPL dla konfiguracji „1C" w stosunku do „1A" i napięcia zasilania generatora równego 12 V wynosiła 1,5 dB, dla napięcia 9 V wynosiła 3 dB, zaś dla napięcia równego 6 V wynosiła 7 dB. Redukcja SPL dla konfiguracji „1E" w stosunku do „1A" i napięcia zasilania generatora równego 12 V wynosiła 10 dB, dla napięcia 9 V wynosiła 11 dB, zaś dla napięcia równego 6 V wynosiła 9,5 dB.

Podsumowanie

W celu generacji wysokiego ciśnienia w komorze (objętości skokowej) generatora strugi syntetycznej zbudowany został generator z mini dyszą szczelinową w konfiguracji tłok-cylinder o dużym stopniu sprężania wynoszącym w zależności od wariantu eksperymentalnego ε=5 lub ε=13. Generator był zasilany prądem stałym z regulowanego zasilacza laboratoryjnego. Poprzez zmianę napięcia zasilania realizowane było sterowanie prędkością obrotową wału korbowego, a tym samym częstotliwością generacji struktur wirowych. Generator strugi syntetycznej był szczelny, pracował równomiernie i generował strugę syntetyczną z mini dyszy umieszczonej w pokrywie cylindra.

Ze wstępnych obliczeń teoretycznych przy licznych założeniach upraszczających wynika, że przy stopniu sprężania wynoszącym 13 i mini dyszach szczelinowych w szczególności w konfiguracji „A" działanie generatora powinno skutkować wystąpieniem prędkości naddźwiękowej powietrza u wylotu

dyszy. Podjęto próbę zmierzenia tej prędkości metodą anemometrii stałotemperaturowej. Anemometr miniCTA firmy DANTEC DYNAMICS z sondą włóknową skalibrowano w zakresie prędkości 5-300 m/s przy wykorzystaniu kalibratora DANTEC DYNAMICS StreamLine Pro. Po zamontowaniu sondy na manipulatorze i umieszczeniu w strumieniu strugi syntetycznej sonda natychmiast uległa uszkodzeniu. W pomiarze temperatury strugi syntetycznej zaprezentowanym w podrozdziale 2.1 zaobserwowano wartości przewyższające temperaturę otoczenia nawet o 90°C. Rezultat taki wynika po pierwsze ze sprężania powietrza w sposób bliski adiabatycznemu w cylindrze generatora, po drugie zaś z faktu, że czujnik temperatury sam wyhamowuje uderzającą w niego strugę mierząc temperaturę bliższą wartości temperatury dynamicznej. Z badań zaprezentowanych w podrozdziale 2.1 wynika, że w obecnej konfiguracji struga syntetyczna jest przepływem nieizotermicznym, którego nie da się zarejestrować anemometrem stałotemperaturowym, który akceptuje maksymalną amplitudę wahań temperatury na poziomie ±5°C przy zastosowaniu odpowiedniej korekcji temperaturowej. Z opisanych przyczyn nie udało się zarejestrować prędkości strugi syntetycznej.

Równie problematyczny okazał się pomiar wartości współczynnika przejmowania ciepła w okolicy punktu stagnacji. Problemy te wynikały z wysokiej temperatury strugi syntetycznej, która była wyższa niż temperatura ogrzewanej folii, co znacznie utrudnia kwestię wyboru fizycznie znaczącej wartości temperatury referencyjnej. Podniesienie wartości temperatury folii powyżej efektywnej temperatury strugi nie było możliwe ze względu na niewystarczającą odporność termiczną niektórych materiałów użytych do budowy stanowiska. Przy wyłączonym generatorze strugi syntetycznej temperatura folii ogrzewanej oporowo przy maksymalnym dopuszczalnym zapięciu zasilania wynosiła około 80°C, natomiast struga syntetyczna działając na folii nieogrzewanej była w stanie spowodować w punkcie stagnacji osiągnięcie temperatury równej 117°C. W punkcie stagnacji struga zatem nagrzewała folię, nawet gdy była ona dodatkowo ogrzewana rezystancyjnie, zaś z dala od punktu stagnacji struga odchylona i propagująca w kierunku stycznym do dowierzchni chłodziła ogrzewaną folię. Drugim problemem przy pomiarze wartości współczynnika przejmowania ciepła była niewystarczająca rozdzielczość kamery termowizyjnej. Kamerę ustawiono w najmniejszej odległości od folii na jaką pozwalał zastosowany system zamocowań, w wyniku czego osiągnięto rozdzielczość przestrzenną pomiaru współczynnika przejmowania ciepła równą 0,223 mm. Porównując uzyskaną rozdzielczość pomiarową z wymiarami szczeliny dyszy w konfiguracji „A”, która wynosiła 0,3 mm oraz biorąc pod uwagę postać zarejestrowanych termogramów w okolicach punktu stagnacji można stwierdzić, że uzyskana rozdzielczość jest prawdopodobnie zbyt mała, aby poprawnie scharakteryzować badane zjawisko.

Wstępne wyniki pomiarowe dla mini strugi syntetycznej uzyskano w wyniku działań w ramach projektu Miniatura finansowanego przez NCN. Celem projektu było zbudowanie prototypu mini generatora strugi syntetycznej oraz rozeznanie metod badawczych adekwatnych do zbadania zjawiska strugi syntetycznej wytwarzanej przez ten generator. Z przeprowadzonych badań wynika, że lepszą niż anemometria stałotemperaturowa metodą pomiaru prędkości będzie prawdopodobnie anemometria obrazowa PIV, natomiast metodą odpowiednią do określenia wartości współczynnika przejmowania ciepła przy chłodzeniu uderzeniowym może być użycie stanowiska z ogrzewaną folią, jednakże zmodyfikowanego w taki sposób, aby umożliwiało osiągnięcie wyższych wartości temperatury folii rzędu 150-200°C oraz użycie kamery termowizyjnej charakteryzującej się wyższą rozdzielczością pozwalającą na uzyskanie wymiaru pojedynczego piksela rzędu 0,03 mm.

Finansowanie

Badania zostały sfinansowane w ramach zadania badawczego Miniatura 2025/09/X/ST8/00058 finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki.

Bibliografia

[1] Krishan, G., Aw, K. C., & Sharma, R. N. (2019). Synthetic jet impingement heat transfer enhancement–a review. Applied Thermal Engineering, 149, 1305-1323. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.12.134
[2] Arshad, A., Jabbal, M., & Yan, Y. (2020). Synthetic jet actuators for heat transfer enhancement–a critical review. International Journal of Heat and Mass Transfer, 146, 118815. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118815
[3] Sharma, P., Singh, P. K., Sahu, S. K., & Yadav, H. (2022). A critical review on flow and heat transfer characteristics of synthetic jet. Transactions of the Indian National Academy of Engineering, 7(1), 61-92. https://doi.org/10.1007/s41403-021-00264-5
[4] Glezer, A., & Amitay, M. (2002). Synthetic jets. Annual review of fluid mechanics, 34(1), 503-529. https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.34.090501.094913
[5] Hong, M. H., Cheng, S. Y., & Zhong, S. (2020). Effect of geometric parameters on synthetic jet: A review. Physics of Fluids, 32(3). https://doi.org/10.1063/1.5142408
[6] Bharghava, D. S. N., Jana, T., & Kaushik, M. (2024). A survey on synthetic jets as active flow control. Aerospace Systems, 7(3), 435-451. https://doi.org/10.1007/s42401-024-00301-5
[7] Gil, P., Wilk, J., Smolen, S., Gałek, R., Markowicz, M., & Kucharski, P. (2022). Experimental Investigations of the LED Lamp with Heat Sink Inside the Synthetic Jet Actuator. Energies, 15(24), 9402. https://doi.org/10.3390/en15249402
[8] Smith, B. L., & Glezer, A. (1998). The formation and evolution of synthetic jets. Physics of fluids, 10(9), 2281-2297. https://doi.org/10.1063/1.869828
[9] Gil, P., & Strzelczyk, P. (2016). Performance and efficiency of loudspeaker driven synthetic jet actuator. Experimental Thermal and Fluid Science, 76, 163-174. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.03.020
[10] Smyk, E., Gil, P., Dančová, P., & Jopek, M. (2022). The PIV measurements of time-averaged parameters of the synthetic jet for different orifice shapes. Applied Sciences, 13(1), 328. https://doi.org/10.3390/app13010328
[11] Persoons, T., McGuinn, A., & Murray, D. B. (2011). A general correlation for the stagnation point Nusselt number of an axisymmetric impinging synthetic jet. International Journal of Heat and Mass Transfer, 54(17-18), 3900-3908. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.04.037
[12] Pavlova A., Amitay M. (2006). Electronic cooling with synthetic jet impingement, Journal of Heat Transfer 128, 897-907. https://doi.org/10.1115/1.2241889
[13] Greco, C. S., Paolillo, G., Ianiro, A., Cardone, G., & de Luca, L. (2018). Effects of the stroke length and nozzle-to-plate distance on synthetic jet impingement heat transfer. International Journal of Heat and Mass Transfer, 117, 1019-1031. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.09.118
[14] Gil, P., & Wilk, J. (2020). Heat transfer coefficients during the impingement cooling with the use of synthetic jet. International Journal of Thermal Sciences, 147, 106132. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.106132

[15] Greco, C. S., Ianiro, A., Astarita, T., & Cardone, G. (2013). On the near field of single and twin circular synthetic air jets. International journal of heat and fluid flow, 44, 41-52. Greco, C. S., Ianiro, A., Astarita, T., & Cardone, G. (2013). On the near field of single and twin circular synthetic air jets. International journal of heat and fluid flow, 44, 41-52.
[16] Greco, C. S., Ianiro, A., & Cardone, G. (2014). Time and phase average heat transfer in single and twin circular synthetic impinging air jets. International Journal of Heat and Mass Transfer, 73, 776-788. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.02.030
[17] Gil, P., Smyk, E., Gałek, R., & Przeszłowski, Ł. (2021). Thermal, flow and acoustic characteristics of the heat sink integrated inside the synthetic jet actuator cavity. International Journal of Thermal Sciences, 170, 107171. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2021.107171
[18] Kordík, J., & Trávníček, Z. (2018, August). Novel nozzle shapes for synthetic jet actuators intended to enhance jet momentum flux. In Actuators (Vol. 7, No. 3, p. 53). MDPI. https://doi.org/10.3390/act7030053
[19] Ergur, E., & Calisir, T. (2023). Numerical investigation of thermal and flow characteristics of impinging synthetic jet with different nozzle geometries at low nozzle-to-plate distances. International Journal of Thermal Sciences, 193, 108463. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2023.108463
[20] Gil, P. (2023). Flow and heat transfer characteristics of single and multiple synthetic jets impingement cooling. International Journal of Heat and Mass Transfer, 201, 123590. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123590
[21] Kumar, R., Mirikar, D., Agrawal, A., & Yadav, H. (2024). Insights into the flow and heat transfer aspects of single and multi-orifice synthetic jets. International Journal of Heat and Mass Transfer, 231, 125897. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.125897
[22] Kimber, M., Garimella, S. V., & Raman, A. (2007). Local heat transfer coefficients induced by piezoelectrically actuated vibrating cantilevers. https://doi.org/10.1115/1.2740655
[23] Gałek R.: Analiza zjawisk cieplnych i przepływowych przy wyładowaniu koronowym, [Rozprawa doktorska, Politechnika Rzeszowska im. Ignacego Łukasiewicza].
[24] Roger, C. R., Yen, S. H., & Ramanathan, K. G. (1979). Temperature variation of total hemispherical emissivity of stainless steel AISI 304. Journal of the Optical Society of America, 69(10), 1384-1390. https://opg.optica.org/josa/abstract.cfm?URI=josa-69-10-1384
[25] Rainieri, S., & Pagliarini, G. (2002). Data filtering applied to infrared thermographic measurements intended for the estimation of local heat transfer coefficient. Experimental thermal and fluid science, 26(2-4), 109-114. https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00116-4

Rozdział 7
Procesy chłodzenia, układy chłodnicze i pompy ciepła

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_27

Dynamiczne modelowanie procesu adsorpcji w układzie chłodniczym z uwzględnieniem geometrii poprzez sprzężenie z CFD

SZYMON JANUSZ[1,2], MARCIN BORCUCH[2], PIOTR CYKLIS[1]

[1] Politechnika Krakowska, Wydział Mechaniczny al. Jana Pawła II 37 31-864 Kraków
[2] M.A.S. Sp. z o.o., Dział Badawczo – Rozwojowy, ul. Składowa 34, 27-200 Starachowice
[1]e-mail:szymon.janusz@mas-sp.pl

Słowa kluczowe: adsorpcja, urządzenia chłodnicze, CFD, model 0D, wymiana ciepła i masy

W pracy przedstawiono opracowanie oraz walidację dynamicznego modelu zero-wymiarowego (0D) opisującego działanie adsorpcyjnego układu chłodniczego wykorzystującego cykliczne procesy adsorpcji i desorpcji pary wodnej na stałym sorbencie. Model oparto na sprzężonych równaniach bilansu masy i energii dla poszczególnych elementów instalacji, obejmujących adsorber, parownik oraz skraplacz, z uwzględnieniem zmian temperatury, ciśnienia i masy czynnika roboczego w czasie. Został on opracowany w sposób umożliwiający odwzorowanie naprzemiennej pracy dwóch złóż adsorpcyjnych, dzięki czemu możliwe jest modelowanie pracy urządzenia zapewniającego ciągłą produkcję chłodu.

Istotnym elementem opracowanego podejścia jest wykorzystanie wyników symulacji CFD do parametryzacji modelu 0D. Pozwoliło to na uwzględnienie wpływu rzeczywistej geometrii wymienników ciepła oraz lokalnych zjawisk transportu ciepła i masy bez konieczności wykonywania kosztownych obliczeń przestrzennych dla całego układu. Na podstawie analiz CFD wyznaczono efektywne parametry wymiany ciepła oraz charakterystyki sorpcyjne wykorzystywane następnie w modelu 0D, co umożliwiło dokładniejsze odwzorowanie dynamicznej pracy rzeczywistego urządzenia.

Walidację modelu przeprowadzono dwuetapowo. W pierwszym etapie zweryfikowano model CFD na stanowisku laboratoryjnym odzwierciedlającym pracę adsorpcyjnego układu chłodniczego, potwierdzając poprawność opisu procesów wymiany ciepła i masy. Następnie skalibrowany model 0D poddano walidacji na pełnoskalowym agregacie adsorpcyjnym poprzez porównanie obliczonych przebiegów temperatur, ciśnień, strumieni masy oraz mocy chłodniczej z wynikami badań eksperymentalnych.

Uzyskane wyniki wykazują dobrą zgodność pomiędzy symulacjami i danymi pomiarowymi, potwierdzając poprawność opracowanej metodyki modelowania. Przedstawiony model stanowi podstawę do prowadzenia dalszych analiz parametrycznych oraz badań optymalizacyjnych adsorpcyjnych układów chłodniczych. W kolejnych etapach badań zostanie on wykorzystany do oceny wpływu parametrów konstrukcyjnych i eksploatacyjnych, takich jak czas cyklu, temperatura regeneracji, warunki chłodzenia złoża czy konfiguracja wymienników ciepła, na sprawność i wydajność urządzenia.

Wstęp

Chłodnictwo adsorpcyjne jest coraz częściej wskazywane jako technologia umożliwiająca efektywne wykorzystanie ciepła niskotemperaturowego, w tym ciepła odpadowego z procesów przemysłowych oraz energii słonecznej, przy jednoczesnym istotnym ograniczeniu zużycia energii elektrycznej w porównaniu z klasycznymi systemami sprężarkowymi. W kontekście transformacji energetycznej i dekarbonizacji systemów chłodniczych rozwiązania oparte na sorpcji postrzegane są jako istotny element integracji odnawialnych i rozproszonych źródeł ciepła z systemami HVAC.

W przypadku par roboczych typu silica-gel/water ograniczeniem pracy urządzenia nie jest zazwyczaj sama pojemność równowagowa sorbentu, lecz nieustalone, silnie sprzężone zjawiska transportowe obejmujące wydzielanie i odbiór ciepła sorpcji, wewnętrzne opory dyfuzji masy w ziarnach oraz w złożu, a także dynamikę ciśnienia w układzie. To właśnie te mechanizmy determinują osiągalne wartości Specific Cooling Power (SCP) i Coefficient of Performance (COP) przy skończonych czasach cyklu oraz decydują o tym, czy urządzenie pracuje w reżimie ograniczonym pojemnościowo czy transportowo [1]. Oznacza to, że analiza wydajności układu wymaga uwzględnienia zarówno kinetyki sorpcji, jak i nieustalonego sprzężenia bilansów masy i energii.

W adsorberach wysokiej mocy decydującą rolę odgrywa efektywna ścieżka cieplna pomiędzy aktywną fazą sorbentu a czynnikiem grzewczo–chłodzącym. Obejmuje ona przewodzenie w strukturze złoża, opory kontaktowe na granicy sorbent–wymiennik, przewodzenie w żebrach oraz bezwładność cieplną metalu cyklicznie ogrzewanego i chłodzonego. Uogólniony model obliczeniowy reaktorów adsorpcyjnych ze złożem pakowanym [2] wykazał, że gęstość i geometria żeber, właściwości materiałowe wymiennika oraz przestrzenny rozkład masy zaadsorbowanej determinują nieustalone pole temperatury, a tym samym lokalną siłę napędową adsorpcji i desorpcji. Z kolei badania optymalizacyjne konstrukcji złoża [3] potwierdziły, że odpowiedni dobór parametrów geometrycznych może skracać stany przejściowe, zwiększać wykorzystanie objętości sorbentu oraz prowadzić do wzrostu mocy cyklicznej urządzenia. W konsekwencji geometria wymiennika oraz architektura złoża stają się zmiennymi projektowymi pierwszego rzędu, a nie jedynie elementem konstrukcyjnym.

Z uwagi na przestrzenny charakter zjawisk transportowych, analiza procesu adsorpcji w skali komponentu wymaga narzędzi umożliwiających rozstrzyganie niejednorodności pól temperatury, stężenia oraz prędkości przepływu. W tym kontekście modelowanie CFD stanowi kluczowe narzędzie badawcze. Analizy elementów chillera adsorpcyjnego z funkcją odsalania [4] wykazały możliwość identyfikacji lokalnych nieidealności przepływu oraz strat wynikających z geometrii i organizacji kanałów przepływowych. Rozwój innowacyjnych konstrukcji wymienników, w tym adsorberów płytowych, analizowanych zarówno numerycznie, jak i eksperymentalnie [5], pozwolił na rozdzielenie wpływu parametrów materiałowych i konstrukcyjnych na dynamikę procesu. Z kolei badania CFD systemów adsorpcyjno-odsalających [6] oraz zastosowanie struktur typu TPMS [7] pokazały, że kontrolowana modyfikacja geometrii może rekonfigurować pole temperatury i w konsekwencji zmieniać dynamiczne wykorzystanie sorbentu.

Istotnym krokiem było wykazanie, że efekty przestrzenne nie są jedynie lokalnym zaburzeniem pól transportowych, lecz przekładają się bezpośrednio na efektywną kinetykę procesu widzianą przez cały cykl chłodniczy. Analizy CFD wpływu geometrii złoża na dynamikę adsorpcji i desorpcji [8] wykazały, że zmiana topologii struktury prowadzi do istotnej modyfikacji czasów charakterystycznych procesu. Badania trójwymiarowych modeli adsorberów ożebrowanych [9] potwierdziły silną zależność między

topologią żeber, rozkładem masy cieplnej oraz stopniem wykorzystania sorbentu w półcyklu. Ponadto eksperymentalna ocena ciepła adsorpcji dla pary water/silica-gel [10] wskazała, że dokładne odwzorowanie parametrów energetycznych ma bezpośredni wpływ na predykcję COP i SCP. W konsekwencji parametry transportowe stosowane w modelach zredukowanych typu 0D nie mają charakteru uniwersalnego, lecz są funkcją konkretnej architektury adsorbera oraz przestrzennej organizacji transportu.

Jednocześnie pełne symulacje cykliczne z wykorzystaniem CFD są obciążone znacznym kosztem obliczeniowym, szczególnie w analizach obejmujących różne czasy przełączeń, strategie odzysku ciepła i masy oraz zmienne warunki brzegowe. W takich zastosowaniach dominującą rolę odgrywają modele zredukowane typu 0D (lumped-parameter), umożliwiające szybkie symulacje całego cyklu urządzenia. Narzędzie symulacyjne opracowane dla budynkowych systemów adsorpcyjnych [11] wykazało, że sterowanie czasem cyklu stanowi jedną z kluczowych dźwigni poprawy pracy systemu, co wymaga dynamicznych modeli o niskim koszcie obliczeniowym.

Jednak wiarygodność modeli 0D zależy bezpośrednio od jakości parametrów efektywnych, takich jak współczynnik UA, pojemności cieplne domen czy charakterystyki kinetyczne. Analiza porównawcza modeli numerycznych [12] wykazała, że nieuwzględnienie dynamiki parownika oraz spadków ciśnienia może prowadzić do istotnego przeszacowania SCP. W odpowiedzi rozwijane są podejścia łączące symulację dynamiczną z metodami optymalizacji DOE/RSM [13], umożliwiające systematyczne wskazywanie parametrów krytycznych. Eksperymenty typu IR-LTJ [14] pozwoliły na powiązanie identyfikacji parametrów kinetycznych w skali materiałowej z predykcją pracy pełnoskalowych chillerów. Wykazano również możliwość wykorzystania modeli 0D w sterowaniu w czasie rzeczywistym [15], analizowano znaczenie odzysku ciepła i masy w cyklach trzyzlozowych [16], a rozwój architektur „pressure-driven" podkreślił rolę ewolucji ciśnienia jako zmiennej stanu pierwszego rzędu [17].

Równolegle podkreśla się znaczenie powiązania skal. Analizy łączące badania gramowe z predykcją pełnoskalową [18], modelowanie modułów sorpcyjnych [19] oraz eksperymentalno-numeryczne badania magazynowania ciepła w układzie zeolit–woda [20] wskazują, że przenoszalność parametrów wymaga spójnego opisu transportu w domenach porowatych. Istotnym zagadnieniem pozostaje również wpływ spadków ciśnienia w złożach pakowanych [21] oraz konfiguracji architektury złoża na dominujące mechanizmy transportu [22]. Próby łączenia modeli matematycznych z analizą przestrzenną [23] wyznaczają kierunek dalszego rozwoju, szczególnie w kontekście integracji z systemami solarnymi [24] oraz wykorzystania topologicznie optymalizowanych żeber [25]. Modele 0D stosowane w analizie systemów napędzanych ciepłem odpadowym [26], przy jednoczesnej rygorystycznej walidacji eksperymentalnej [27], podkreślają rosnącą potrzebę narzędzi umożliwiających szybkie, a zarazem fizycznie uzasadnione symulacje. Rozwiązania analityczne dla układów powlekanych sorbentem [28] oraz analizy CFD wpływu rozmiaru ziaren sorbentu [29] dodatkowo potwierdzają złożoność interakcji między mikro- i makrostrukturą złoża. W kontekście technologii hybrydowych absorpcja–adsorpcja rośnie znaczenie modeli systemowych o zachowanej spójności geometrycznej [30].

Mimo intensywnego rozwoju obu nurtów — szczegółowego modelowania przestrzennego oraz dynamicznych modeli zredukowanych — w literaturze wciąż brakuje formalnej, zwalidowanej metodologii umożliwiającej systematyczne mapowanie efektów geometrycznych i przestrzennych na parametry efektywne modeli 0D w sposób zachowujący ich interpretowalność fizyczną i zdolność

ekstrapolacyjną. Ta luka metodologiczna stanowi bezpośredni punkt wyjścia dla niniejszej pracy, w której zaproponowano podejście hybrydowe łączące analizy CFD z dynamicznym modelem cyklu adsorpcyjnego.

Nowość pracy

W niniejszej pracy zaproponowano spójną metodologię sprzężenia analiz CFD w skali komponentu z dynamicznym modelem 0D cyklu adsorpcyjnego. Opracowany model 0D opisuje sprzężone bilanse masy i energii dla adsorbera, parownika i skraplacza, uwzględniając zmienność masy, ciśnienia i temperatury w czasie oraz cykliczną pracę dwuzłożowego układu adsorpcyjnego.
Kluczową nowością jest wyznaczenie parametrów transportowych modelu 0D bezpośrednio na podstawie informacji geometrycznej i przestrzennej uzyskanej z analiz CFD, co pozwala na zachowanie ich interpretowalności fizycznej oraz zwiększenie zdolności predykcyjnej modelu przy zmianie konstrukcji wymiennika. Walidację przeprowadzono dwuetapowo: najpierw zweryfikowano model CFD eksperymentalnie w skali laboratoryjnej, a następnie skalibrowany model 0D poddano weryfikacji na pełnoskalowym urządzeniu chłodniczym.
Uzyskano dobrą zgodność przewidywanych i mierzonych przebiegów temperatur, ciśnień oraz mocy chłodniczej. Zaproponowane podejście hybrydowe stanowi efektywne narzędzie do analizy, projektowania i optymalizacji adsorpcyjnych systemów chłodniczych, umożliwiając szybkie symulacje cyklu przy zachowaniu geometrycznej świadomości modelu.

1. Model numeryczny

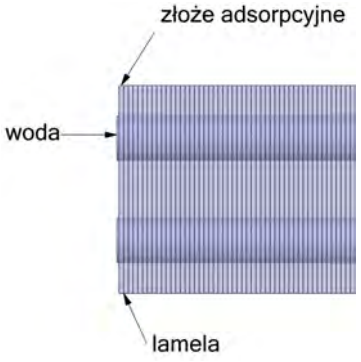
Model CFD adsorpcyjnego wymiennika ciepła opracowano etapowo. W pierwszym etapie zbudowano trójwymiarowy model złoża adsorpcyjnego, którego poprawność zweryfikowano na podstawie danych dostępnych w literaturze. Model obejmował domenę porowatego sorbentu otoczonego parą wodną, a warunki brzegowe zostały zdefiniowane w taki sposób, aby odwzorować proces adsorpcji w kontrolowanych warunkach referencyjnych. Złoże opisano jako ośrodek porowaty o efektywnej przewodności cieplnej, natomiast sprzężenie transportu masy i ciepła uwzględniono poprzez wprowadzenie objętościowego członu źródłowego energii zależnego od lokalnej szybkości adsorpcji. Kinetykę sorpcji opisano modelem LDF sprzężonym z izotermą adsorpcji (Dubinina–Astachowa), przy czym szczegółowa postać równań oraz ich implementacja została przedstawiona w [31]. Tak sformułowany model stanowił fizycznie spójną i numerycznie stabilną podstawę do dalszego rozwoju, jednak jego weryfikacja ograniczała się wówczas do warunków referencyjnych.
Kolejnym, kluczowym etapem było zaprojektowanie i wykonanie dedykowanego stanowiska eksperymentalnego, którego celem była walidacja modelu CFD w warunkach rzeczywistej pracy adsorpcyjnego wymiennika ciepła. Stanowisko to umożliwiało prowadzenie badań w warunkach cyklicznej pracy urządzenia adsorpcyjnego, obejmujących pełne przebiegi adsorpcji i desorpcji wraz ze zmiennością temperatury i ciśnienia. Dzięki temu uzyskane dane eksperymentalne odzwierciedlały rzeczywistą dynamikę pracy układu, co stanowiło podstawę do wiarygodnej walidacji modelu numerycznego.
Na podstawie rzeczywistej geometrii wymiennika opracowano szczegółowy model CFD obejmujący cały analizowany wymiennik adsorpcyjny [32]. Warunki brzegowe w symulacjach definiowano bezpośrednio na podstawie pomiarów eksperymentalnych, w tym chwilowych wartości temperatury i natężenia przepływu wody grzewczej oraz chłodzącej, a także zmienności ciśnienia pary wodnej. Proces kalibracji nie polegał na dostrajaniu parametrów wymiany ciepła, lecz na identyfikacji

parametrów opisujących właściwości sorpcyjne zastosowanego materiału. W pierwszym etapie przeprowadzono badania eksperymentalne procesu adsorpcji dla rzeczywistego złoża adsorpcyjnego, rejestrując przebieg zmian stopnia nasycenia sorbentu w czasie przy zadanych warunkach temperaturowo-ciśnieniowych. Następnie wykonano symulacje numeryczne dla identycznych warunków brzegowych, a uzyskane krzywe nasycenia porównano z wynikami eksperymentalnymi.

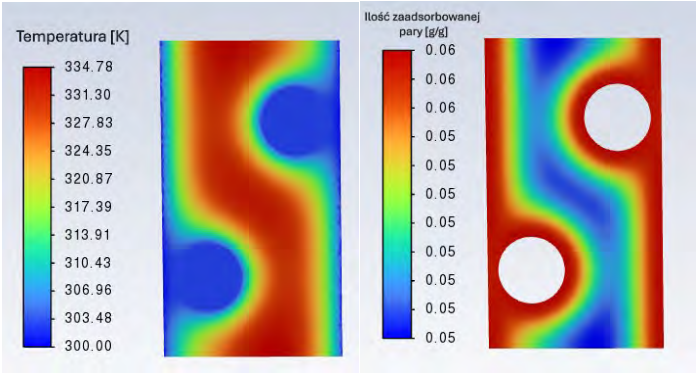
Proces kalibracji polegał na iteracyjnym doborze parametrów modelu Dubinina–Astachowa, opisujących równowagową pojemność sorpcyjną, oraz efektywnego współczynnika kinetycznego modelu LDF związanego z procesem dyfuzji masy. Parametry te modyfikowano wyłącznie w zakresach wartości raportowanych w literaturze dla układu silikażel–woda, aż do uzyskania możliwie najlepszej zgodności pomiędzy przebiegami obliczeniowymi i eksperymentalnymi.

Po zakończeniu procesu kalibracji model poddano niezależnej walidacji z wykorzystaniem innych warunków pracy, obejmujących różne temperatury wody grzewczej i chłodzącej oraz różne ciśnienia pary wodnej. Dla wszystkich analizowanych przypadków uzyskano bardzo dobrą zgodność pomiędzy wynikami symulacji i pomiarami eksperymentalnymi, przy czym maksymalne odchylenie nie przekraczało 5%. Potwierdziło to zdolność modelu do poprawnego odwzorowania dynamicznego przebiegu procesu adsorpcji również poza warunkami wykorzystanymi podczas kalibracji. Szczegółowy opis procedury kalibracji i walidacji przedstawiono w pracy [32].

Zwalidowany model CFD może być następnie wykorzystany jako narzędzie do analizy i projektowania innych konfiguracji adsorpcyjnych wymienników ciepła. W praktyce oznacza to, że dla dowolnej geometrii możliwe jest opracowanie reprezentatywnego, powtarzalnego fragmentu wymiennika i przeprowadzenie dla niego symulacji CFD (Rys.1). Model CFD pozwala na szczegółową analizę lokalnych zjawisk zachodzących w złożu, w tym przestrzennego rozkładu temperatury oraz ilości pochłoniętej pary wodnej, co zilustrowano na Rysunku 2.

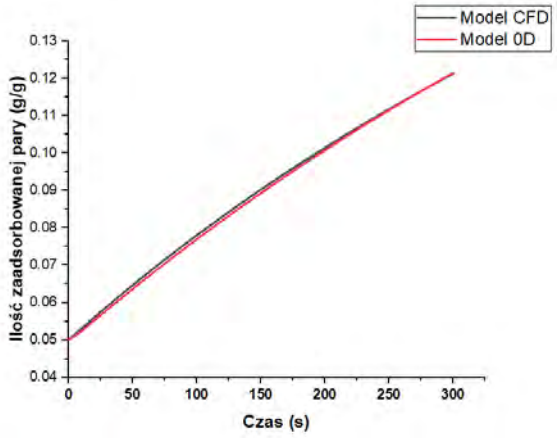


Rys. 1. Fragment analizowanego wymiennika ciepła



Rys. 2. Graficzny rozkład ilości zaadsorbowanej pary wodnej oraz temperatury

Wyniki uzyskane z modelu CFD wykorzystano do kalibracji modelu zero wymiarowego (0D), opracowanego w środowisku MATLAB. Proces kalibracji polegał na doborze współczynnika korekcyjnego *g*, wprowadzonego do równania kinetyki sorpcji, w taki sposób, aby model 0D odtwarzał przebieg zmian stopnia nasycenia złoża uzyskany w analizach CFD. Współczynnik *g* stanowi parametr efektywny uwzględniający wpływ geometrii wymiennika oraz przestrzennego przebiegu transportu ciepła i masy, dlatego jego wartość jest zależna od analizowanej konstrukcji wymiennika i nie ma charakteru uniwersalnego. Zbieżność przebiegów zmian ilości zaadsorbowanej pary wodnej (stopnia nasycenia złoża adsorpcyjnego) uzyskanych z modelu CFD oraz modelu 0D przedstawiono na Rys. 3.



Rys. 3. Porównanie ilości zaadsorbowanej pary wodnej uzyskanej na podstawie symulacji CFD oraz modelu 0D

Współczynnik *g* pełni w tym ujęciu rolę parametru łączącego model szczegółowy CFD z modelem skupionym 0D. Nie opisuje on wyłącznie samej kinetyki materiału sorpcyjnego, lecz uwzględnia również wpływ ograniczeń wynikających z konstrukcji wymiennika, rozkładu temperatury w złożu, lokalnych oporów przewodzenia ciepła oraz niejednorodności procesu adsorpcji. Dzięki temu możliwe było takie dostosowanie przebiegu adsorpcji w modelu 0D, aby odpowiadał on krzywej nasycenia uzyskanej z modelu CFD.

Tak sformułowane podejście pozwala zachować fizyczną poprawność opisu procesu w modelu zerowymiarowym, przy jednoczesnym uwzględnieniu wpływu rzeczywistej konstrukcji adsorpcyjnego wymiennika ciepła. W konsekwencji model CFD pełni funkcję modelu referencyjnego, umożliwiającego identyfikację efektywnych parametrów transportowych i kinetycznych, które następnie są implementowane w modelu 0D. Zwiększa to wiarygodność symulacji całego układu adsorpcyjnego, bez konieczności każdorazowego prowadzenia kosztownych obliczeń trójwymiarowych.

2. Model dynamiczny 0D adsorpcyjnego układu chłodniczego

Dynamiczny model 0D adsorpcyjnego układu chłodniczego opracowano na podstawie uprzednio zweryfikowanego modelu CFD, którego wyniki wykorzystano do identyfikacji efektywnych parametrów równowagowych, kinetycznych i cieplnych. Celem modelu skupionego było zachowanie fizycznej spójności opisu procesów sorpcji, przemian fazowych i wymiany ciepła przy istotnym ograniczeniu kosztu obliczeniowego, co jest szczególnie istotne w analizie wielocyklicznej oraz w badaniach parametrycznych całego urządzenia. W modelu przyjęto jednorodną temperaturę w objętości złoża oraz jednorodne ciśnienie w komorze adsorbera, co stanowi klasyczne założenie dla modeli systemowych o charakterze dynamicznym.

2.1. Złoże adsorpcyjne

Szybkość zmian zawartości adsorbatu w złożu opisano równaniem typu *Linear Driving Force*, zapisanym w postaci

$$\frac{dw}{dt} = g\, k_s(w^*(T_{\mathrm{bed}}, p_{\mathrm{bed}}) - w) \tag{1}$$

gdzie w oznacza chwilową zawartość adsorbatu w sorbencie, natomiast w^* odpowiada stanowi równowagi sorpcyjnej. Współczynnik g stanowi geometryczny współczynnik korekcyjny, wyznaczony na podstawie symulacji CFD. Parametr ten uwzględnia wpływ rzeczywistej geometrii wymiennika, niejednorodności lokalnych pól temperatury i stężeń oraz efektywnych dróg transportu masy, które nie są jawnie rozwiązywane w modelu skupionym. Tym samym parametr g umożliwia przeniesienie informacji geometrycznej z modelu rozłożonego do modelu 0D.
Bazowy współczynnik kinetyczny zapisano jako

$$k_s = \frac{15 D_{\mathrm{eff}}}{r_p^2} \tag{2}$$

gdzie r_p oznacza charakterystyczny promień cząstki adsorbentu, a D_{eff} jest efektywnym współczynnikiem dyfuzji opisującym transport masy w strukturze porowatej. Zależność temperaturową dyfuzji przyjęto w formie równania Arrheniusa

$$D_{\mathrm{eff}} = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{R T_{\mathrm{bed}}}\right) \tag{3}$$

gdzie D_0 jest współczynnikiem przedeksponencjalnym, zaś E_a oznacza energię aktywacji. Współczynnik g, został skalibrowany na podstawie wyników CFD oraz danych eksperymentalnych, tak aby model 0D poprawnie odtwarzał obserwowaną dynamikę nasycania i regeneracji złoża. W konsekwencji efektywny człon kinetyczny g należy interpretować jako parametr zastępczy,

obejmujący zarówno właściwości materiałowe, jak i wpływ geometrii oraz oporów transportowych rzeczywistego wymiennika adsorpcyjnego.
Stan równowagi sorpcyjnej opisano izotermą Dubinina–Astachowa

$$w^*(T,p) = w_0 \exp\left[-\left(\frac{A}{E}\right)^n\right] \tag{4}$$

gdzie potencjał adsorpcyjny zdefiniowano jako

$$A = \mathrm{RT}\ln\left(\frac{p_{\mathrm{sat}}(T)}{p}\right) \tag{5}$$

Wielkość $w_0$oznacza maksymalną pojemność sorpcyjną, Ejest charakterystyczną energią adsorpcji, natomiast $n$stanowi wykładnik izotermy. Parametr Eskorygowano względem wartości literaturowych na podstawie analiz CFD, aby uwzględnić rzeczywiste warunki pracy złoża, w tym niedoskonały kontakt cieplny, złożoną geometrię oraz niejednorodności lokalnego transportu. W rezultacie zarówno izoterma równowagowa, jak i kinetyka sorpcji mają charakter efektywny i odpowiadają pełnoskalowej konstrukcji adsorbera, a nie idealizowanemu materiałowi w warunkach laboratoryjnych.
Bilans energii złoża adsorpcyjnego sformułowano w postaci

$$(M_s c_s + M_{\mathrm{HX}} c_{\mathrm{HX}})\frac{dT_{\mathrm{bed}}}{dt} = UA_{\mathrm{ads}}\left(T_f - T_{\mathrm{bed}}\right) + \Delta H_{\mathrm{ads}}\, M_s \frac{dw}{dt} \tag{6}$$

Lewy człon równania opisuje akumulację energii w adsorbencie oraz metalowej konstrukcji wymiennika. Pierwszy człon po prawej stronie odpowiada wymianie ciepła z czynnikiem grzewczym lub chłodzącym, natomiast drugi reprezentuje efekt cieplny sorpcji. W fazie adsorpcji człon ten ma charakter egzotermiczny, zaś w fazie desorpcji endotermiczny. Przyjęte ujęcie pozwala uwzględnić sprzężenie pomiędzy kinetyką sorpcji a dynamiką cieplną złoża.

2.2. Parownik

Parownik opisano jako element mokry, którego stan termodynamiczny pozostaje na krzywej nasycenia. Oznacza to, że ciśnienie parowania jest równe ciśnieniu nasycenia odpowiadającemu lokalnej temperaturze parowania

$$p_{\mathrm{ev}} = p_{\mathrm{sat}}(T_{\mathrm{ev}}) \tag{7}$$

Sprzężenie adsorbera z parownikiem sformułowano poprzez bilans masy czynnika roboczego. Przyjęto, że strumień masy odparowanej w parowniku odpowiada strumieniowi masy adsorbowanej w złożu, z uwzględnieniem efektywności parownika η_{ev}, która reprezentuje rzeczywistą zdolność wymiennika do dostarczenia ciepła przemiany fazowej

$$\dot{m}_{\mathrm{evap}} = \eta_{\mathrm{ev}} M_s \left(\frac{dw}{dt}\right)_{\mathrm{ads}} \tag{8}$$

Bilans energii parownika zapisano jako

$$M_{\mathrm{ev}} c_{\mathrm{ev}} \frac{dT_{\mathrm{ev}}}{dt} = UA_{\mathrm{ev}}(T_{\mathrm{ch}} - T_{\mathrm{ev}}) - \dot{m}_{\mathrm{evap}} h_{fg} \tag{9}$$

gdzie pierwszy człon po prawej stronie opisuje dopływ ciepła z obiegu wody lodowej lub innego czynnika chłodzonego, natomiast drugi odpowiada zużyciu energii na odparowanie czynnika roboczego. Tak sformułowany bilans umożliwia bezpośrednie wyznaczenie chwilowej mocy chłodniczej parownika oraz ocenę wpływu warunków zewnętrznych na dynamikę procesu.

W modelu zastosowano również zapis oparty na metodzie NTU, pozwalający ograniczyć maksymalną intensywność odparowania przez rzeczywistą zdolność wymiany ciepła. Pojemność cieplną strumienia po stronie wodnej określono jako

$$C_{\mathrm{ev}} = \dot{m}_{\mathrm{w,ev}} c_{p,\mathrm{w}} \tag{10}$$

natomiast liczbę jednostek przenikania ciepła zapisano jako

$$NTU_{\mathrm{ev}} = \frac{UA_{\mathrm{ev,eff}}}{C_{\mathrm{ev}}} \tag{11}$$

co prowadzi do temperatury wylotowej medium chłodzonego

$$T_{\mathrm{w,out,ev}} = T_{\mathrm{ev}} + \left(T_{\mathrm{w,in,ev}} - T_{\mathrm{ev}}\right) \exp(-NTU_{\mathrm{ev}}) \tag{12}$$

oraz do maksymalnej dostępnej mocy parownika

$$\dot{Q}_{\mathrm{ev,max}} = C_{\mathrm{ev}}\left(T_{\mathrm{w,in,ev}} - T_{\mathrm{w,out,ev}}\right) \tag{13}$$

Maksymalna intensywność odparowania wynika następnie z relacji

$$\dot{m}_{\mathrm{evap,max}} = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{ev,max}}}{h_{fg}} \tag{14}$$

co zapewnia fizyczne ograniczenie procesu przez rzeczywistą wydajność cieplną parownika.

2.3. Skraplacz

Skraplacz również opisano jako element mokry, przyjmując warunek nasycenia

$$p_{\mathrm{cond}} = p_{\mathrm{sat}}(T_{\mathrm{cond}}) \tag{15}$$

Bilans energii skraplacza przyjęto w postaci

$$M_{\mathrm{cond}} c_{\mathrm{cond}} \frac{dT_{\mathrm{cond}}}{dt} = UA_{\mathrm{cond}}(T_{\mathrm{cool}} - T_{\mathrm{cond}}) + \dot{m}_{\mathrm{cond}} h_{fg} \tag{16}$$

Pierwszy człon po prawej stronie odpowiada odprowadzaniu ciepła do medium chłodzącego, natomiast drugi opisuje dopływ ciepła kondensacji związanego z przemianą fazową pary wodnej. Zdolność skraplacza do usuwania ciepła kondensacji bezpośrednio wpływa na warunki pracy w fazie desorpcji i decyduje o skuteczności całego cyklu adsorpcyjnego.
Analogicznie jak w modelu parownika, maksymalna moc odprowadzana przez skraplacz została ograniczona przez jego zdolność wymiany ciepła

$$\dot{Q}_{\mathrm{cond,max}} = UA_{\mathrm{cond,eff}}\left(T_{\mathrm{cond}} - T_{\mathrm{w,in,cond}}\right) \tag{17}$$

co prowadzi do maksymalnej intensywności kondensacji

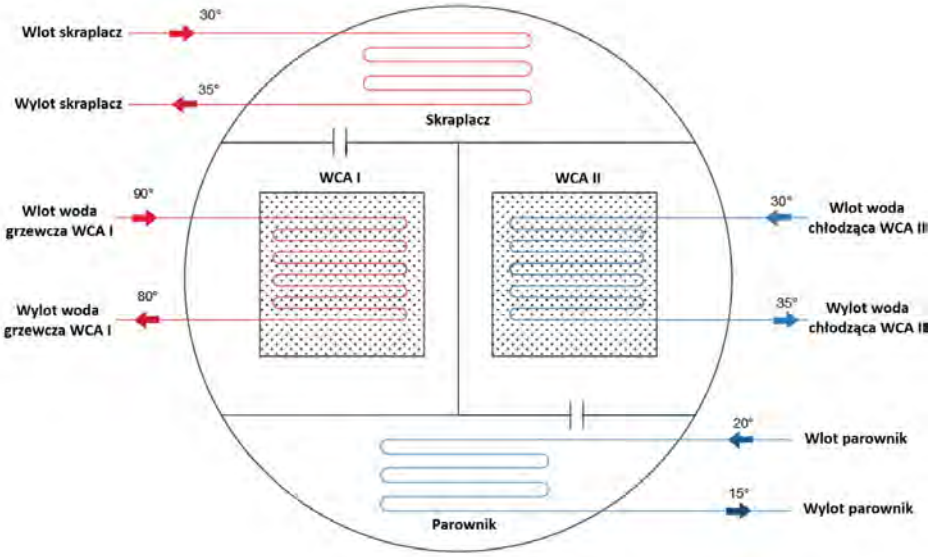
$$\dot{m}_{\mathrm{cond,max}} = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{cond,max}}}{h_{fg}} \tag{18}$$

Takie sformułowanie zapewnia spójne sprzężenie procesu kondensacji z warunkami chłodzenia i konstrukcyjnymi parametrami wymiennika.

3. Stanowisko badawcze

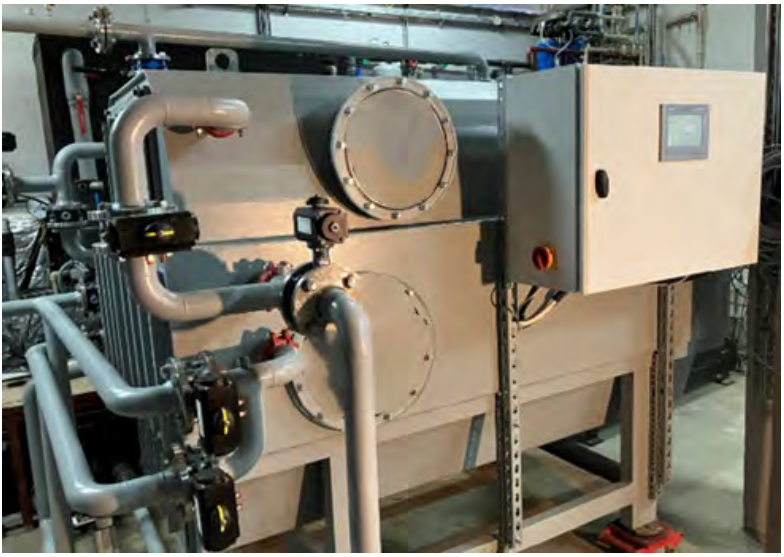
Do weryfikacji dynamicznego modelu procesu adsorpcji–desorpcji wykorzystano dwuzłożowe urządzenie adsorpcyjne o nominalnej mocy chłodniczej 30 kW. Układ pracuje z parą roboczą woda/silikażel i stanowi klasyczną konfigurację obejmującą parownik, skraplacz oraz dwa wymienniki

adsorpcyjne (WCAI i WCA II), pracujące naprzemiennie. Schemat funkcjonalny przedstawiono na Rysunku 4.



Rys. 4. Schemat analizowanego adsorpcyjnego urządzenia chłodniczego

W fazie adsorpcji jedno ze złóż (WCA II) jest połączone z parownikiem i chłodzone wodą obiegową, co umożliwia utrzymanie niskiego ciśnienia odpowiadającego temperaturom wody lodowej na wlocie i wylocie z parownika. Para generowana w parowniku jest pochłaniana przez złoże, zapewniając stabilne odparowanie. Równocześnie drugie złoże (WCA I) poddawane jest regeneracji poprzez doprowadzenie medium grzewczego. Po przełączeniu zaworów role złóż ulegają zamianie. W fazie desorpcji para wodna kierowana jest do skraplacza, gdzie ulega kondensacji i powraca do parownika.
Z uwagi na zastosowanie wody jako czynnika chłodniczego, urządzenie pracuje w zakresie głębokiej próżni, co determinuje konstrukcję szczelnych komór procesowych oraz systemu przełączeń. Kluczowym elementem są kompaktowe wymienniki adsorpcyjne o intensyfikowanej powierzchni wymiany ciepła, zapewniające efektywny odbiór ciepła adsorpcji i dostarczanie energii w fazie desorpcji. Jednorodność rozkładu temperatury w złożu oraz niskie opory hydrauliczne medium grzewczego i chłodzącego stanowią istotne kryteria projektowe.
Rzeczywisty obiekt badawczy pokazano na Rysunku 5. Widoczne są cylindryczne komory adsorpcyjne zintegrowane z układem rurociągów wodnych oraz moduł sterowania odpowiadający za sekwencję przełączeń. Parametry geometryczne, masa sorbentu oraz charakterystyki cieplne wymienników wykorzystano bezpośrednio w modelu dynamicznym, co umożliwiło ilościową walidację przebiegów temperatur, ciśnień oraz chwilowej mocy chłodniczej.



Rys. 5. Widok analizowanego urządzenia adsorpcyjnego

3.1. Niepewność pomiarowa i propagacja błędów

Dokładność uzyskanych wyników eksperymentalnych jest determinowana przez precyzję zastosowanych czujników, jakość akwizycji danych oraz wpływ zakłóceń termicznych i mechanicznych występujących w trakcie pracy stanowiska. W celu oceny wiarygodności pomiarów oraz ich wpływu na wielkości pochodne przeprowadzono analizę niepewności pomiarowej wraz z oceną propagacji błędów.

Pomiar temperatury realizowano przy użyciu czujników rezystancyjnych PT1000 klasy AA, pracujących w zakresie od −50 °C do 250 °C, z maksymalną niepewnością nieprzekraczającą ±0,8 K, co odpowiada względnej niepewności rzędu ≤1,55% w analizowanym zakresie temperatur. Czujniki te, dzięki wysokiej stabilności i odporności na warunki pracy, zapewniają wiarygodne odwzorowanie zmian temperatury w badanym układzie.

Ciśnienie mierzone było z wykorzystaniem czujnika próżniowego o zakresie pracy od 0,1 do 2000 mbar. Całkowita niepewność pomiaru, uwzględniająca zarówno dokładność samego czujnika, jak i wpływ systemu akwizycji danych, została oszacowana na poziomie około 1,42%, co w warunkach pracy stanowiska odpowiada wartościom bezwzględnym poniżej ±30 Pa. Dokładność ta jest wystarczająca do poprawnego odwzorowania procesów parowania i kondensacji, dla których ciśnienie stanowi kluczowy parametr determinujący temperatury przemian fazowych.

Pomiar natężenia przepływu realizowano przy użyciu przepływomierza elektromagnetycznego, charakteryzującego się wysoką stabilnością wskazań oraz odpornością na zmiany właściwości medium roboczego. Niepewność tego pomiaru wynika głównie z dokładności kalibracyjnej urządzenia oraz warunków przepływu i jest uwzględniana w analizie wielkości pochodnych, takich jak strumień ciepła.

Propagację niepewności wyznaczono metodą sumy kwadratów (RSS – *root sum square*), co pozwala na uwzględnienie jednoczesnego wpływu wielu niezależnych źródeł błędów pomiarowych. Na tej

podstawie oszacowano, że całkowita niepewność wyznaczanych parametrów związanych z procesem adsorpcji, w tym wielkości zależnych od temperatury i ciśnienia, nie przekracza 2,5%.

Dodatkowo przeanalizowano wpływ fluktuacji temperatury na wyniki pomiarów. W przypadku maksymalnych obserwowanych zmian temperatury rzędu 2 °C ich wkład do całkowitej niepewności nie przekraczał 3,5%, co wskazuje na ograniczony wpływ niestabilności termicznej na końcowe wyniki analizy.

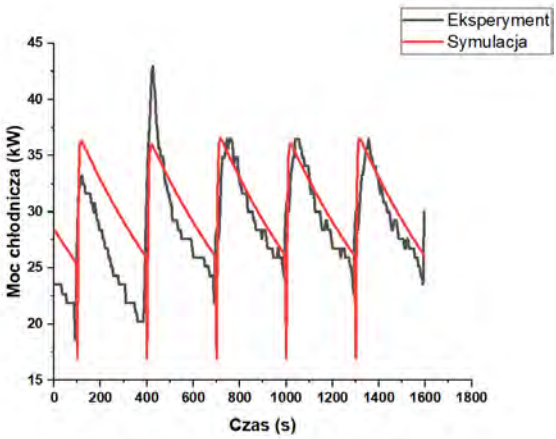
4. Ocena zgodności i wiarygodności modelu 0D

Przeprowadzono weryfikację dynamicznego modelu 0D dla opisanego adsorpcyjnego urządzenia chłodniczego, przyjmując jako podstawę oceny przebiegi eksperymentalne zarejestrowane na stanowisku badawczym. Analizowany układ pracował cyklicznie, z naprzemienną realizacją faz adsorpcji i desorpcji oraz sprzężoną pracą parownika i skraplacza. Poprawność modelu oceniano na podstawie zgodności czasowych zmian podstawowych parametrów procesowych, w szczególności temperatur, ciśnienia oraz chwilowej mocy chłodniczej.

W analizowanych przypadkach zarówno w eksperymencie, jak i w symulacji przyjęto następujące warunki pracy układu. Temperatura wody chłodzącej złoże adsorpcyjne oraz zasilającej skraplacz wynosiła 300 K, natomiast temperatura wody grzewczej doprowadzanej do regeneracji złoża 363 K. Strumień objętościowy wody chłodzącej (dla adsorbera i skraplacza) wynosił 32 m^3/h, natomiast strumień wody gorącej wykorzystywanej w procesie desorpcji 18 m^3/h. W parowniku przyjęto przepływ wody na poziomie 7 m^3/h, przy temperaturze na wlocie równej 288 K. Ciśnienia w parowniku i skraplaczu nie były zadawane bezpośrednio, lecz wynikały z warunku równowagi fazowej i odpowiadały odpowiednio temperaturom odparowania i skraplania czynnika roboczego (wody), zgodnie z zależnością nasycenia.

Należy jednak podkreślić, że na etapie symulacji przyjęto idealizowane warunki brzegowe, odpowiadające zadanym wartościom temperatur i natężeń przepływu. W rzeczywistym eksperymencie parametry te nie miały w pełni ustalonego charakteru i podlegały okresowym wahaniom, wynikającym zarówno z cyklicznej pracy urządzenia adsorpcyjnego, jak i z ograniczeń układu badawczego w zakresie odbioru ciepła oraz chłodu. W szczególności niestabilność odbioru mocy chłodniczej powodowała zmiany temperatur na wlocie do parownika i skraplacza, co bezpośrednio przekładało się na chwilowe zmiany ciśnienia nasycenia oraz dynamikę transportu masy i ciepła w całym układzie. Z tego względu porównanie wyników symulacji i eksperymentu należy interpretować jako ocenę zdolności modelu do odtworzenia rzeczywistej dynamiki pracy układu przy zachowaniu uproszczonego, lecz fizycznie uzasadnionego opisu warunków brzegowych, w którym kluczowe sprzężenia termodynamiczne (temperatura–ciśnienie nasycenia) zostały zachowane.

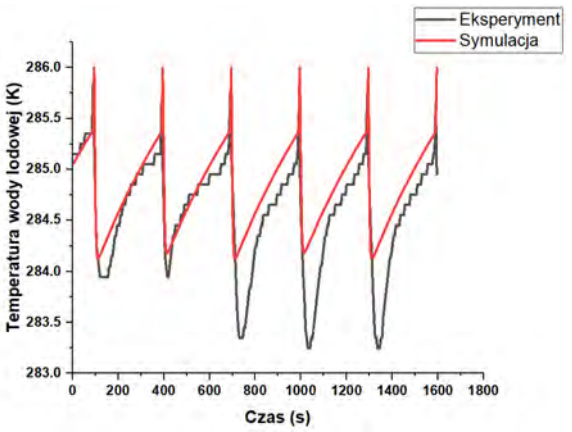
Rysunek 6 przedstawia wykres chwilowej mocy chłodniczej uzyskanej eksperymentalnie oraz wyznaczonej numerycznie w modelu 0D w funkcji czasu. Widoczny jest charakterystyczny, cykliczny przebieg odpowiadający przełączaniu faz adsorpcji i desorpcji. Model numeryczny poprawnie odtwarza ogólną strukturę cyklu oraz poziomy mocy chłodniczej, w szczególności wartości maksymalne i średnie w kolejnych półcyklach. Jednocześnie przebieg eksperymentalny cechuje się większą nieregularnością oraz lokalnymi fluktuacjami, które nie są obecne w wynikach symulacji. Różnice te wynikają przede wszystkim z niestabilnych warunków brzegowych w układzie rzeczywistym, podczas gdy model zakłada ich idealizowaną, ustaloną postać.



Rys. 6. Porównanie mocy chłodniczej uzyskanej eksperymentalnie oraz wyznaczonej w symulacji

Pomimo tych odchyleń uzyskano dobrą zgodność jakościową pomiędzy symulacją a eksperymentem, co potwierdza zdolność modelu 0D do poprawnego odwzorowania dynamiki pracy układu oraz jego odpowiedzi na cykliczne zmiany warunków operacyjnych.

Rysunek 7 przedstawia przebieg temperatury wody lodowej uzyskany eksperymentalnie oraz wyznaczony numerycznie w modelu 0D w funkcji czasu. Podobnie jak w przypadku mocy chłodniczej, obserwowany jest wyraźny, cykliczny charakter zmian temperatury, wynikający z naprzemiennej pracy złóż adsorpcyjnych oraz przełączania faz adsorpcji i desorpcji. Model numeryczny poprawnie odwzorowuje ogólną dynamikę procesu, w szczególności amplitudę zmian temperatury oraz częstotliwość cyklu.

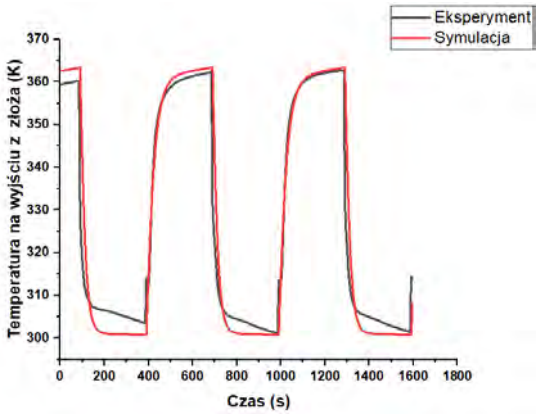


Rys. 7. Porównanie temperatury wody na wylocie z parownika uzyskanej eksperymentalnie oraz wyznaczonej w symulacji

Widoczna jest jednak większa zmienność przebiegu eksperymentalnego, zwłaszcza w obszarach odpowiadających stanom przejściowym, gdzie pojawiają się lokalne odchylenia i głębsze spadki temperatury. Szczególnie istotna różnica pojawiająca się po około 700 s wynikała ze zmiany

temperatury na wlocie do parownika w trakcie eksperymentu. Zaburzenie to wpłynęło bezpośrednio na warunki wymiany ciepła w parowniku, a tym samym na chwilową temperaturę wody lodowej w całym układzie. Symulacja charakteryzuje się bardziej wygładzonym przebiegiem, ponieważ opiera się na założonych, ustalonych warunkach brzegowych i nie uwzględnia chwilowych zakłóceń występujących w pracy rzeczywistego stanowiska. Obserwowane rozbieżności są więc konsekwencją niestabilności parametrów wejściowych w eksperymencie, w szczególności zmian temperatury medium doprowadzanego do parownika oraz ograniczeń układu odbioru chłodu, które nie zostały bezpośrednio odwzorowane w modelu.

Rysunek 8 przedstawia porównanie temperatury na wyjściu ze złoża uzyskanej eksperymentalnie oraz wyznaczonej w symulacji. Uzyskano wysoką zgodność przebiegów, zarówno pod względem poziomów temperatury, jak i momentów przełączeń pomiędzy kolejnymi etapami cyklu. Model poprawnie odtwarza szybki wzrost temperatury w fazie nagrzewania złoża oraz jej obniżanie po przejściu do fazy chłodzenia.



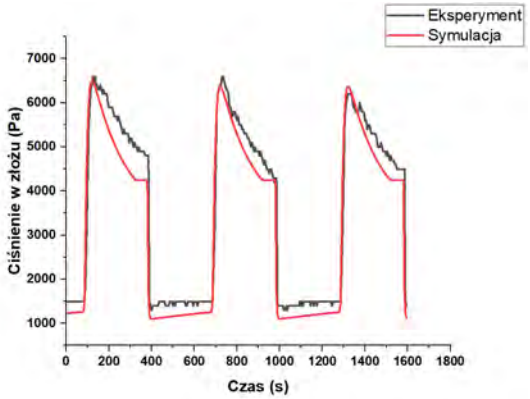
Rys. 8. Porównanie temperatury wody na wylocie z wymiennika adsorpcyjnego uzyskanej eksperymentalnie oraz wyznaczonej w symulacji

Najlepsza zgodność widoczna jest w zakresie temperatur maksymalnych, gdzie przebiegi symulacyjne i eksperymentalne niemal się pokrywają. Niewielkie różnice pojawiają się głównie w dolnym zakresie temperatur, zwłaszcza podczas końcowego etapu chłodzenia, kiedy przebieg eksperymentalny wykazuje łagodniejszy spadek. Można to wiązać z bezwładnością cieplną rzeczywistego układu, lokalnymi niejednorodnościami wymiany ciepła oraz wahaniami warunków pracy, które w modelu 0D zostały ujęte w sposób zastępczy.

Rysunki 9 i 10 przedstawiają porównanie przebiegów ciśnienia w złożu adsorpcyjnym oraz w skraplaczu uzyskanych eksperymentalnie i wyznaczonych numerycznie w modelu 0D. W obu przypadkach obserwowany jest wyraźny, cykliczny charakter zmian ciśnienia, odpowiadający przełączaniu faz adsorpcji i desorpcji.

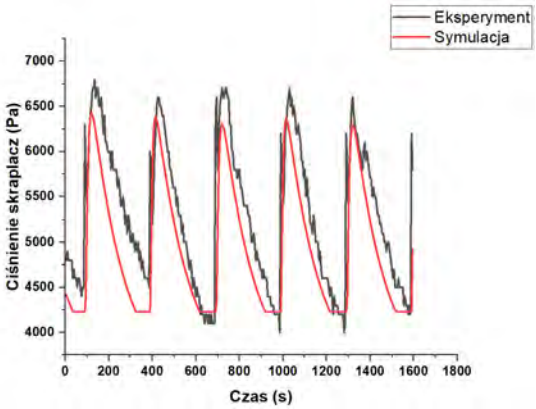
W przypadku ciśnienia w złożu model poprawnie odwzorowuje zakres zmian, od wartości minimalnych rzędu 1100–1300 Pa do maksymalnych około 6200–6500 Pa. Dobra zgodność widoczna jest szczególnie w momentach przełączeń, gdzie model odtwarza gwałtowne wzrosty i spadki ciśnienia. Różnice pojawiają się w przebiegu fazy rozładowania, gdzie wartości eksperymentalne wykazują bardziej

stopniowy spadek oraz większą nieregularność. Wynika to z rzeczywistej dynamiki przepływu pary oraz oporów transportowych w układzie, które w modelu 0D ujęto w sposób uproszczony.



Rys. 9. Porównanie ciśnienia w komorze sorpcyjnej uzyskanego eksperymentalnie oraz wyznaczonej w symulacji

Analogiczna zgodność obserwowana jest dla ciśnienia w skraplaczu. Model poprawnie odwzorowuje poziomy maksymalne na poziomie około 6200–6600 Pa oraz minimalne w zakresie 4200–4400 Pa. Widoczne jest jednak systematyczne niedoszacowanie wartości maksymalnych przez model, szczególnie w szczytowych punktach cyklu, gdzie różnice sięgają kilkuset paskali. Przebieg eksperymentalny charakteryzuje się również większym rozrzutem danych oraz lokalnymi fluktuacjami, które wynikają z niestabilności warunków pracy, w tym zmiennej intensywności kondensacji i wahań temperatury medium chłodzącego.



Rys. 10. Porównanie ciśnienia w skraplaczu uzyskanego eksperymentalnie oraz wyznaczonej w symulacji

5. Podsumowanie

W pracy przedstawiono metodykę modelowania adsorpcyjnego układu chłodniczego opartą na integracji analiz CFD w skali pojedynczego komponentu z dynamicznym modelem zero-wymiarowym (0D) całego układu. Parametry cieplne i kinetyczne modelu 0D wyznaczono na podstawie wyników symulacji CFD, co umożliwiło uwzględnienie wpływu rzeczywistej geometrii wymiennika ciepła oraz lokalnych zjawisk transportu ciepła i masy przy zachowaniu wysokiej efektywności obliczeniowej modelu.

Opracowany model 0D umożliwia odwzorowanie sprzężonych procesów adsorpcji, desorpcji, przemian fazowych oraz wymiany ciepła w warunkach nieustalonych przy znacznie mniejszym nakładzie obliczeniowym niż modele CFD. Walidację modelu przeprowadzono z wykorzystaniem pełnoskalowego, dwuzłożowego adsorpcyjnego układu chłodniczego o mocy około 30 kW, pracującego z parą roboczą woda–silikażel. Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy wynikami obliczeń i danymi eksperymentalnymi dla podstawowych parametrów pracy urządzenia.

Model poprawnie odtwarza przebieg chwilowej mocy chłodniczej, osiągającej wartości od około 20 do 36 kW, zachowując charakterystyczny cykliczny przebieg procesu. Dobrą zgodność uzyskano również dla temperatury wody lodowej oraz temperatury złoża adsorpcyjnego, zarówno pod względem wartości maksymalnych i minimalnych, jak i dynamiki zmian w czasie. Analiza przebiegów ciśnienia potwierdziła poprawność odwzorowania zakresu pracy układu, przy czym niewielkie różnice pomiędzy wynikami symulacji i eksperymentu wynikają głównie z uproszczeń przyjętych w modelu oraz zmienności warunków pracy rzeczywistego urządzenia.

Przeprowadzona walidacja potwierdziła możliwość wykorzystania opracowanego modelu do wiarygodnego opisu dynamicznej pracy adsorpcyjnego układu chłodniczego. Uzyskane wyniki wskazują, że przedstawiona metodyka może stanowić podstawę do dalszych analiz parametrycznych oraz przyszłych badań nad optymalizacją parametrów konstrukcyjnych i eksploatacyjnych adsorpcyjnych urządzeń chłodniczych, przy zachowaniu znacznie krótszego czasu obliczeń niż w przypadku pełnych modeli CFD.

Podziękowania

Badania zostały przeprowadzone w ramach działalności badawczo-rozwojowej M.A.S. Sp. z o.o. podczas realizacji projektu POIR.02.01.00-00-0172/19 pt. „Centrum badawczo-rozwojowe M.A.S. innowacyjnych, przyjaznych środowisku urządzeń i systemów do chłodzenia oraz magazynowania energii”, współfinansowanego ze środków Funduszy Europejskich, a także w ramach projektu badawczego nr DWD/6/0534/2022, finansowanego przez Ministerstwo Edukacji i Nauki, pt. „Optymalizacja procesów adsorpcji i desorpcji w urządzeniu chłodniczym z wykorzystaniem symulacji 3D”, realizowanego na Politechnice Krakowskiej we współpracy z M.A.S. Sp. z o.o.

Nomenklatura

A pole powierzchni wymiany ciepła (m^2)
c ciepło właściwe ($J \times kg^{-1} \times K^{-1}$)
D współczynnik dyfuzji ($m^2 \times s^{-1}$)
Dh średnica hydrauliczna (m)
E charakterystyczna energia adsorpcji ($J \times mol^{-1)}$

Ea	energia aktywacji dyfuzji (J × mol^{-1})
g	geometryczny współczynnik korekcyjny kinetyki LDF (-)
h	współczynnik przejmowania ciepła (W × m^{-2} × K^{-1})
hfg	ciepło przemiany fazowej (J × kg^{-1})
k	przewodność cieplna (W × m^{-1} × K^{-1})
ks	bazowy współczynnik kinetyczny modelu LDF (s^{-1})
M	masa (kg)
ṁ	strumień masy (kg × s^{-1})
p	ciśnienie (Pa)
Pr	liczba Prandtla (-)
R	uniwersalna stała gazowa (8.314 J × mol-1 × K^{-1})
Re	liczba Reynoldsa (-)
rp	charakterystyczny promień cząstki sorbentu (m)
T	temperatura (K)
UA	zastępczy współczynnik przenikania ciepła (W × K^{-1})
v	prędkość przepływu (m × s-1)
w	chwilowa zawartość adsorbatu w sorbencie (kg × kg^{-1})
w*	równowagowa zawartość adsorbatu (kg × kg^{-1})
w0	maksymalna pojemność sorpcyjna (kg × kg^{-1})
ΔH	ciepło adsorpcji (J × kg^{-1})
ΔT	różnica temperatur (K)
δ	grubość ścianki (m)
η	współczynnik sprawności lub korekcji wymiany ciepła (-)
μ	lepkość dynamiczna (Pa × s)
ρ	gęstość (kg × m^{-3})

Indeksy dolne

ads	adsorpcja / adsorber
bed	złoże adsorpcyjne
cond	skraplacz
ev	parownik
in	wlot
out	wylot
sat	nasycenie
s	sorbent
w	woda

Skróty

CFD	Computational Fluid Dynamics
COP	Coefficient of Performance
DOE	Design of Experiments
HVAC	Heating, Ventilation and Air Conditioning
IR-LTJ	Infrared Large Temperature Jump
LDF	Linear Driving Force
RSM	Response Surface Methodology
SCP	Specific Cooling Power

TPMS Triply Periodic Minimal Surface
0D Zero-dimensional model

Bibliografia

[1] G. Najeh, G. Slimane, R. Benelmir, M. El Ganaoui, Performance simulation of two-bed adsorption refrigeration chiller with mass recovery, Journal of Fundamentals of Renewable Energy and Applications 7(3) (2017)
[2] G. Papakokkinos, J. Castro, J. López, A. Oliva, A generalized computational model for the simulation of adsorption packed bed reactors, Applied Energy 242 (2019)
[3] G.G. Ilis, H. Demir, M. Mobedi, B.B. Saha, A new adsorbent bed design: Optimization of geometric parameters and metal additive for the performance improvement, Applied Thermal Engineering 162 (2019)
[4] K. Sztekler, T. Siwek, W. Kalawa, Ł. Lis, Ł. Mika, E. Radomska, W. Nowak, CFD analysis of elements of an adsorption chiller with desalination function, Energies 14(5) (2021)
[5] M. Mikhaeil, M. Gaderer, B. Dawoud, On the development of an innovative adsorber plate heat exchanger for adsorption heat transformation processes: An experimental and numerical study, Energy 205 (2020)
[6] M. Li, H. Xu, Y. Wang, X. Li, Q. Li, Computational fluid dynamic study on the adsorption-based desalination and cooling system, Applied Thermal Engineering 205 (2022)
[7] M.G. Gado, A. Sharafian, M. Bahrami, Utilization of triply periodic minimal surfaces for performance enhancement of adsorption heat exchangers: CFD analysis, Energy Conversion and Management 286 (2023)
[8] S. Janusz, M. Borcuch, P. Cyklis, CFD analysis of the effect of bed geometry on H_2O adsorption and desorption efficiency, Archives of Thermodynamics 45(2) (2024)
[9] O. Ayed, A. Mhimid, M. Ben Amar, The effect of adsorption bed design optimization on COP and SCP: 3D numerical models of finned adsorbers, Case Studies in Thermal Engineering 55 (2024)
[10] M.A. Khan, K. Thu, S. Mitra, A. Chakraborty, B.B. Saha, Experimental evaluation of adsorption heat for water vapour/silica gel pair for chiller application, Applied Thermal Engineering 241 (2024)
[11] G. Papakokkinos, J. Castro, J. López, A. Oliva, A comprehensive simulation tool for adsorption-based solar-cooled buildings – Control strategy based on variable cycle duration, Energy and Buildings 247 (2021)
[12] R.H. Mohammed, A. Al-Dadah, S. Mahmoud, Assessment of numerical models in the evaluation of adsorption cooling system performance, International Journal of Refrigeration 100 (2019)
[13] G.G. Ilis, H. Demir, M. Mobedi, B.B. Saha, Analysis of operation and construction parameters for adsorption chiller performance with MATLAB/Simulink simulation, Applied Thermal Engineering 193 (2021)
[14] S. Henninger, H. Füldner, R. Gläser, M. Schmidt, Water, ethanol, or methanol for adsorption chillers? Model-based performance prediction from Infrared–Large-Temperature-Jump experiments, Applied Thermal Engineering 235 (2024)
[15] V. Palomba, M. Santamaria, A. Frazzica, Experimental proof of a model-based real-time control strategy for adsorption chillers, Energy 302 (2025)
[16] B. Zajączkowski, Optimizing performance of a three-bed adsorption chiller using new cycle time allocation and mass recovery, Applied Thermal Engineering 96 (2016)

[17] P. Pasqualin, A. Freni, F. Restuccia, A dynamic model of a pressure-driven adsorption chiller with circulating adsorbent particles: Comparison to chillers with fixed adsorbent, Applied Thermal Engineering 248 (2025)
[18] S. Graf, H. Füldner, R. Gläser, U. Wittstadt, Validated performance prediction of adsorption chillers: Bridging the gap from gram-scale experiments to full-scale chillers, Energy Technology 8(9) (2020)
[19] A. Velte-Schäfer, Y. Zhang, T. May, U. Wittstadt, H. Füldner, R. Gläser, A. Freni, Numerical modelling and evaluation of a novel sorption module for thermally driven heat pumps and chillers using open-source simulation library, Energy Conversion and Management 291 (2023)
[20] S. Semprini, S. Asenbeck, H. Kerskes, H. Druck, Experimental and numerical investigations of an adsorption water–zeolite heat storage for refrigeration applications, Energy Procedia 135 (2017)
[21] B. Baghapour, M. Rouhani, A. Sharafian, S.B. Kalhori, M. Bahrami, A pressure drop study for packed bed adsorption thermal energy storage, Applied Thermal Engineering 132 (2018)
[22] S. Stefański, Ł. Mika, K. Sztekler, W. Kalawa, Ł. Lis, W. Nowak, Adsorption bed configurations for adsorption cooling application, E3S Web of Conferences 108 (2019)
[23] M.H. Bakhshandeh Taleb Zarei, J. Khorshidi, Y. Bakhshan, Modelling and optimization of a two-bed silica gel–water adsorption desalination system using CFD and genetic algorithms, International Journal of Chemical and Chemical Engineering (2025)
[24] S.O. Weber, T. May, H. Füldner, U. Wittstadt, Dynamic optimisation of façade-integrated solar cooling systems based on adsorption chillers, Preprints.org (2026)
[25] M. Petrović, A. Sharafian, M. Bahrami, Numerical and experimental performance investigation of a heat exchanger designed using topologically optimized fins, Applied Thermal Engineering 228 (2023)
[26] R.P. Sah, A. Sur, N.D. Sarma, S.P. Chaurasiya, Comparative study on performances of waste heat driven adsorption cooling system using silica gel/methanol and silica gel/water working pair, Journal Européen des Systèmes Automatisés 57(6) (2024)
[27] M. Chorowski, P. Pyrka, Modelling and experimental investigation of an adsorption chiller using low-temperature heat from cogeneration, Energy 89 (2015)
[28] A. Rahnama, M. Amani, M. Bahrami, Analytical solution for heat and mass transfer in desiccant coated heat exchangers, Applied Thermal Engineering 223 (2023)
[29] J. White, A CFD simulation on how the different sizes of silica gel will affect the adsorption performance of silica gel, Modelling and Simulation in Engineering (2012)
[30] M. Hassan, I.I. El-Sharkawy, K. Harby, Study of an innovative combined absorption–adsorption cooling system employing the same evaporator and condenser, Case Studies in Thermal Engineering 42 (2023)
[31] Janusz, S.; Szudarek, M.; Rudniak, Ł.; Borcuch, M. Analysis of heat and mass transfer in an adsorption bed using CFD methods. Arch. Thermodyn. 2023, 44, 177–194.
[32] Janusz, S.; Borcuch, M.; Cyklis, P. Comprehensive CFD modelling and experimental validation of a full-scale finned-tube adsorption heat exchanger with parametric optimization. Energies 2026

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_28

Developing large air-source heat pumps for district heating: design challenges, system integration, and research needs

JACEK KALINA

Politechnika Śląska, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki
ul. Konarskiego 22, 44–100 Gliwice
e-mail: jacek.kalina@polsl.pl

Keywords: air-source heat pumps, district heating, energy transition, decarbonisation

This paper investigates the role of large-scale air-source heat pumps (ASHPs) in the decarbonisation of district heating systems, with a particular focus on high-temperature and cold-climate applications relevant to Poland. It analyses key design challenges, including high temperature lifts, variable ambient conditions, compressor selection, and system integration constraints. A comparative thermodynamic assessment of selected refrigerants (R717, R744, R290, and R1234ze(E)) is performed using a two-stage vapor compression cycle model developed in Ebsilon Professional. The study adopts a "compressor performance independent" approach by assuming constant isentropic efficiency, enabling evaluation of intrinsic cycle behaviour. Results indicate that while ammonia (R717) offers the highest thermodynamic performance, its extreme operating conditions may limit practical feasibility. Propane (R290) emerges as the most balanced option under severe winter conditions, whereas CO_2 (R744), despite lower efficiency, remains attractive due to system-level advantages such as safety and compressor compatibility. The findings highlight that refrigerant selection cannot rely solely on thermodynamic criteria and must account for compressor constraints, operational flexibility, and integration with existing district heating infrastructure. The paper concludes by identifying key research needs, including the incorporation of realistic compressor models, air-side heat exchanger design, and seasonal control strategies.

Introduction

Existing European district heating systems are undergoing a profound transformation to meet the EU's very ambitious 2050 energy transition and decarbonisation goals. The revised Energy Efficiency Directive (EED) [1] establishes that by 2028, efficient district heating (DH) systems must supply into the district heating network (DHN) at least 5% of heat from renewable sources (RES). By 2035, 35% of heat supplied to DHN must be from either RES or waste heat sources (WHS), and in total RES, WHS, and high-efficiency cogeneration (CHP) must contribute with at least 80%. The respective thresholds are set for 2040 and 2045, and by 2050, an efficient district heating system (EDHS) must use only renewable energy, only waste heat, or only a combination of renewable energy and waste heat. This poses a serious challenge to DH systems and it is uncertain whether it can be done under today's local infrastructure, market and regulatory conditions.

The previous studies [2], [3] revealed the complexity of the task and the critical constraints of the transition towards efficient DH systems. The most critical barrier identified across many district heating systems addressed with planning activities under LIFE Programme co-founded SET_HEAT project [4] is the deficiency of local renewable and waste heat sources, that could replace fossil fuels. An issue is also insufficient availability of land to establish new district heating infrastructure, which

requires a considerable territorial expansion. Moreover, relatively high operating temperatures of existing networks limit the performance of heat pumps during the heating season.

Eventually, the compliance with the EED criteria for 2035 and beyond is achievable in principle, but only under restrictive technical and economic conditions. Regarding the technical aspects, seasonal thermal energy storage is a key enabler, but its feasible scale is limited in dense urban environments. In addition, dispatchable heat sources are essential to ensure security of supply and limit overreliance on intermittent renewable and industrial waste heat technologies.

In this context, large-scale air-source heat pumps (ASHPs) are emerging as a technology worthy of consideration for decarbonising DH systems. For example, in the case of Opole DH system study [2], it was found that 16 MW of dispatchable heat sources are missing to fulfil the EED criteria in 2035. Further planning activities revealed, that 5 – 8 MW should be provided by distributed ASHPs. In the case of Bucharest DH system, the demand of the ASHPs installed capacity, depending on the transition scenario, was 29 – 50.2 MW. In addition, DH network hydraulic performance studies revealed that distributed ASHPs may help lower DH network supply and return temperature [5].

Large ASHPs offer an opportunity for using abundant source of heat, flexibility in unit placement, lower civil engineering complexity, and simpler administrative procedures than in the case of groundwater or surface water source heat pumps. On the other hand, ambient air presents significant thermodynamic and operational challenges, for example, due to large heat transfer area of air heat exchangers (evaporators), and frost formation. Furthermore, unlike small building-scale units, large ASHPs (1–50+ MW_{th} class) must operate within a broad range of variable ambient conditions, high temperatures lifts, and stringent reliability requirements.

This paper analyses the thermodynamic foundations, key design challenges, performance constraints, refrigerant selection, hydraulic integration, and grid interaction issues associated with large ASHP deployment in DH networks. Furthermore, it identifies critical research and development needs to enable cost-effective, high-temperature, and cold-climate operation at scale.

1. Review of key features and recent developments

Large-scale ASHPs are increasingly deployed in DH systems to enable electrification, sector coupling, and decarbonisation of CO_2 intensive district heating. The technology has been already tested in numerous installations across Europe proving that large-scale air-source heat pumps represent a technically viable but complex solution for district heating decarbonization. ASHPs are especially popular in Denmark, where many existing systems are reported in the online database [6]. According to the database, around 340 MW out of 582 MW (58.4%) of installed heat pump capacity is allocated in ASHPs. The trend indicates that ASHPs are evolving from niche retrofit technology toward central generation infrastructure.

Typical components of ASHP system include: multiple modular compressor units, large air-side evaporator fields, variable-speed air fans, defrost systems, plate or shell-and-tube condensers, electrical substation and transformer. ASHPs for district heating can generally be implemented using either standardised modular (“off-the-shelf”) units or custom-engineered (“tailor-made”) systems. The choice between these approaches has important implications for thermodynamic performance, investment cost, project risk, operational flexibility, and scalability. In many systems an ASHP is

arranged into a cascade together with a with a booster heat pump to enable the required temperature lift. In many cases tank thermal energy storage system is implemented.

The literature review performed by El Samad et al. [7] revealed that key challenges in heat pump design are the compression system, cycle arrangement and working fluid selection. The report from IEA Technology Collaboration Programme Annex 58 on High-Temperature Heat Pumps [8] classified the identified thermodynamic cycles into eight groups, namely single-stage cycle (with or without an internal heat exchanger), economizer cycle, twin cycle / multi cycle, cascade cycle, condenser outlet split (COS) ejector cycle, transcritical cycle, Joule cycle (also known as reversed Brayton cycle) and Stirling cycle. There were also identified 18 typically used refrigerants from the following five groups: natural refrigerants, hydrocarbons (HC), hydrofluoroolefins (HFO), hydrochlorofluoroolefins (HCFO) hydrofluorocarbons (HFC). Schlosser et al. identified that among recent industrial applications HFOs, HCFO, or natural refrigerants, are mostly used to supply heat sink temperatures of less than 120°C. They also demonstrated most of the heat pumps were have been so far implemented in the range of the temperature lift ΔT_{lift} from 30 to 80 K, however applications were ΔT_{lift} reaches 120 K exist.

Zhang et al. [9] analysed the heating performances and characteristics of compressor heat pump systems of various architectures and working fluids. They identified that the advanced systems are classified into three major types: single-stage, dual-stage and multi-stage compression systems. In addition, the dual-stage compression system is divided according to the number of compressors and separate loops into quasi-two-stage, two-stage and cascade compression systems. In the case of single stage compression systems, the research and development activities focus on employing ejectors, new refrigerants and oil injected compressor, which may improve the performance to a certain extent. In the cases of two- and multi-stage heat pumps, the research focus is mainly on the system arrangement.

The heart of heat pump unit is the compressor. Single-stage compression is typically applied where the required temperature lift and pressure ratio are moderate, allowing for simpler system architecture, lower capital cost, and straightforward control. However, in district heating applications with high supply temperatures or cold ambient conditions, multi-stage compression becomes advantageous. By dividing the overall pressure ratio into two or more stages, multi-stage systems improve isentropic efficiency, reduce discharge temperature, and enhance operational reliability. Intermediate cooling or economiser cycles may further increase efficiency and expand the feasible operating envelope.

The selection of compressor type strongly depends on plant capacity and operating conditions. Reciprocating compressors are generally used in smaller units due to their high efficiency at low capacities and good part-load performance, although they become mechanically complex at large scales. Screw compressors represent the most common solution for medium-capacity industrial heat pumps, offering robust operation, relatively high pressure ratios, better part-load efficiency and the absence of surge. However, the temperatures they can handle are constrained by the maximum possible limitation to avoid oil degradation [7]. For higher temperatures, better efficiency, and larger capacity, it seems that an alternative is turbo-compressors. The centrifugal (turbo) compressors are increasingly preferred for large installations, typically above several MW thermal capacity. These machines provide high volumetric flow rates, lower vibration levels, and superior efficiency at large scale, particularly when equipped with variable-speed drives or magnetic bearings. Brasz [11]

identified several typical compressor solutions used in industrial applications, namely: fixed speed vaned-diffuser centrifugal compressor with inlet guide vanes, fixed speed vaned-diffuser centrifugal compressor with variable diffuser geometry, fixed-speed oil-flooded screw compressor with slide valve, variable speed low-oil screw compressor, variable speed vaned-diffuser centrifugal compressor with variable inlet guide vanes. The author claimed that recent commercial introduction of small high-speed, direct-drive centrifugal compressors has targeted the screw compressors in the 200–500 kW_{th} heat pump capacity range [11]. Consequently, optimal compressor selection requires balancing thermodynamic performance, reliability, investment cost, and system size.

Evaporators can generally be classified as direct (direct-expansion) or indirect (secondary fluid) systems. In direct evaporators, the refrigerant evaporates directly within the air-side heat exchanger, which enables high heat transfer efficiency and reduced temperature difference between air and refrigerant. This configuration typically results in improved coefficient of performance (COP) and lower pumping losses. However, direct systems require larger refrigerant charge and stricter safety measures, particularly when using flammable or toxic working fluids. In contrast, indirect evaporators employ an intermediate heat transfer loop (e.g. glycol or water), which enhances operational safety and simplifies refrigerant containment. The drawback is an additional temperature approach and circulation energy demand, leading to reduced thermodynamic efficiency. The operational experiences from using different evaporators are presented for example in [12][13].

From a construction perspective, large evaporator fields are commonly arranged either in flatbed (horizontal or vertical planar arrays) or V-shaped configurations. Flatbed evaporators are simpler in structural design and allow flexible installation layouts, making them suitable for sites with space constraints or specific architectural requirements. However, airflow distribution may be less uniform, especially under varying wind conditions. V-shaped evaporators improve aerodynamic performance by promoting more uniform air intake and reducing recirculation of cold exhaust air. This configuration can enhance heat transfer effectiveness and frost management in cold climates, although it generally requires more structural support and slightly higher capital investment. Consequently, the selection of evaporator type and geometry must consider site conditions, refrigerant safety strategy, climatic exposure, and targeted system efficiency.

The operational ambient temperature range is a key design parameter for large air-source heat pumps (ASHPs) used in district heating systems. As ambient temperature decreases, the evaporating pressure and suction gas density drop, resulting in higher compressor pressure ratios, reduced mass flow rate, and lower coefficient of performance (COP). In practical large-scale installations, heat pumps are therefore designed for a specified minimum operating ambient temperature, often between approximately −10 °C and −20 °C. The latter however, is a relatively rare design target.

The ASHP shut-off (cut-out) temperature is defined as the outdoor air temperature below which the heat pump is intentionally stopped or its output is significantly reduced. Shut-off temperatures are implemented to protect system components and avoid uneconomic operation. At very low ambient temperatures, depending on the heat pump design, several limiting phenomena may occur simultaneously, namely: excessive compressor discharge temperature, insufficient evaporator heat transfer due to frost formation, increased defrost frequency, and potential lubrication or refrigerant flow instability. Operating the heat pump under such conditions can lead to rapid efficiency degradation and mechanical stress. Consequently, district heating plants usually integrate peak-load

or backup heat sources, such as electric boilers, biomass units, or gas-fired boilers, that take over when the ambient temperature falls below the defined shut-off threshold. This however introduces an important issue in the case of DH system decarbonisation since it requires an investment in additional heating capacity and may influence the required annual share of renewable energy in the system. On the other hand, designing an ASHP to operate at extremely low temperatures requires larger evaporator surfaces, higher compressor staging, and more advanced control systems, which increase investment cost.

An important aspect of ASHP implementation in DH systems is the heating capacity control range, which is the extent to which a heat pump can modulate its heat output between minimum and maximum load while maintaining stable and efficient operation. A wide control range is essential to avoid excessive cycling, maintain high seasonal performance, and ensure reliable integration with the district heating network under variable load and temperature conditions. In practice, the control range is often expressed as a ratio between minimum stable output and nominal output, for example 50–100% or 20–100% of rated heating capacity. The achievable control range is determined by several technical factors, such as compressor type, refrigerant, system architecture, and control strategy. Variable-speed compressors are particularly valuable because they allow continuous adjustment of refrigerant mass flow and pressure ratio. Modular plants composed of several parallel compressor units can also achieve effective capacity control by sequentially staging units on and off, while each unit operates near an efficient point. In large district heating applications, combining compressor speed control with module staging is often the most practical solution, since it provides both flexibility and redundancy. Thermal storage can partly compensate for limited modulation capability by absorbing excess heat or supplying short-term demand peaks, thereby reducing the burden on the heat pump itself.

In large ASHPs operating in cold and humid climates, frost formation on the evaporator surface is a major operational challenge [10][12][13]. When outdoor air temperature approaches or falls below the dew point, moisture condenses and freezes on the fins and tubes of the air-side heat exchanger. Frost accumulation increases thermal resistance, reduces airflow, raises fan power consumption, and can significantly lower heating capacity and coefficient of performance (COP). Consequently, reliable and energy-efficient defrost systems are essential for maintaining stable operation and high seasonal performance in district heating applications.

Defrost strategies for large ASHPs are typically divided into refrigerant-based (hot-gas or reverse-cycle) methods and secondary-fluid systems, such as glycol-assisted defrosting. The choice depends on plant size, refrigerant type, operational temperature range, and system integration concept.

Hot-gas defrosting is one of the most commonly used techniques in large industrial heat pumps. In this method, a portion of the high-temperature discharge vapour from the compressor is diverted directly to the evaporator during the defrost cycle. The hot refrigerant condenses within the evaporator tubes, releasing latent heat that melts accumulated frost. After defrosting, the system returns to normal heating mode.

The main advantages of hot-gas defrost include relatively short defrost duration, minimal additional components, and efficient utilisation of internally available thermal energy. Because the heat source is the compressor discharge gas, the method avoids the need for external electric heaters and can be integrated into existing refrigerant piping layouts. For large ASHP installations with multi-compressor

arrangements, defrosting can be implemented sequentially across evaporator sections to maintain partial heating output during the process.

However, hot-gas defrost also introduces operational challenges. During the defrost cycle, useful heat production is temporarily reduced, and the thermodynamic cycle deviates from optimal conditions. Improper control can lead to liquid refrigerant migration, pressure fluctuations, or elevated compressor discharge temperatures. Moreover, repeated hot-gas cycles may contribute to thermal stress in the heat exchanger structure. For high-temperature district heating systems, careful coordination between defrost timing and load demand is therefore required to minimise performance penalties.

An alternative approach involves indirect defrosting using a heated secondary fluid, typically a water–glycol mixture circulating through dedicated defrost circuits. In this configuration, warm glycol is routed through the evaporator coils to melt frost. This technique is particularly relevant in systems where refrigerant safety considerations favour indirect heat exchanger configurations.

Glycol defrost systems offer several advantages. They provide uniform temperature distribution across large evaporator surfaces, reduce thermal shock compared with direct hot-gas injection, and allow flexible integration with thermal storage or other heat production units. On the other hand, the indirect nature of heat transfer introduces additional temperature differences and pumping energy requirements, which may slightly reduce system COP. The installation of secondary loops, circulation pumps, and control valves also increases system complexity and capital cost.

Regardless of the chosen method, defrost system design must consider climatic conditions, evaporator geometry, airflow distribution, and control algorithms. Modern large ASHP installations increasingly employ predictive defrost control based on temperature, humidity, pressure drop, or even data-driven algorithms. The research and development activities focus on the AI-based frost detection algorithms, hybrid defrost systems combining hot-gas and external heat, new fin geometries and surface coatings and optimisation of evaporator airflow distribution.

Another aspect of ASHPs is the noise emissions, particularly when plants are located in urban environments. The primary noise sources in large ASHP plants are axial or centrifugal fans, compressors, and refrigerant flow phenomena within piping and heat exchangers. Air-side noise typically dominates, as evaporator fans must move very large volumes of air. This produces broadband aerodynamic noise as well as tonal components related to blade passing frequency. Compressor noise, by contrast, is often characterised by low-frequency mechanical vibrations and structure-borne transmission through foundations and building elements. In large systems employing screw or centrifugal compressors, additional noise may arise from pulsations in the refrigerant flow or from gearbox and bearing operation. Mitigation of noise impacts requires both acoustic design measures and system layout optimisation. Common technical solutions include the use of low-noise fan blade geometries, variable-speed drives for smooth modulation, acoustic enclosures around compressors, vibration isolation mounts, and sound-absorbing barriers or walls surrounding evaporator fields.

The installed space requirement, often expressed as footprint in m^2 per kW of installed heating capacity, is a key planning parameter for large air-source heat pump (ASHP) plants in district heating systems. Unlike water- or ground-source heat pumps, ASHP installations require extensive outdoor evaporator areas to ensure adequate air flow and heat transfer under varying ambient conditions.

In practical large-scale applications, the total footprint typically ranges between approximately 0.15 and 0.40 m^2/kW_{th}, depending on system configuration, climatic design conditions, and structural arrangement. Systems designed for operation at very low ambient temperatures generally require larger evaporator surface areas, resulting in higher specific land requirements.

The arrangement of evaporator modules plays a decisive role in determining footprint. Flatbed configurations, where heat exchanger banks are arranged in extended planar rows, often require substantial horizontal space but allow simpler structural design and easier maintenance access. Such layouts may exhibit specific footprints in the range of 0.25–0.40 m^2/kW_{th}, particularly when large spacing between units is necessary to avoid air recirculation. In contrast, V-shaped or roof-mounted evaporator arrays can reduce required land area by improving airflow efficiency and enabling denser packing of heat exchanger surfaces. These configurations may achieve footprints closer to 0.15–0.25 m^2/kW_{th}, although they typically involve more complex steel structures and higher installation costs. Additional space must also be allocated for compressor buildings, electrical substations, hydraulic components, and thermal storage tanks, which can increase the effective plant footprint beyond that of the evaporator field alone. Overall, due to increasing deployment in cities, new research activities focus on high-density evaporator layouts, vertical or rooftop installations, noise-optimised fan systems, and improved aerodynamic modelling.

One of the most significant recent trends ASHPs design and implementation is the increase in individual ASHP plant size. Until about 2015, typical installations were below 5 MW_{th}. Currently the ASHPs for district heating are industrial-scale systems with heating capacities reaching over 10-12 megawatts (MW). Key examples include a 12 MW CO_2 ASHP system in Haderslev, (Denmark 2024) [14] and 20 MW ammonia ASHP system in Svendborg Fjernvarme (Denmark 2021) [15]. In February 2023, Silkeborg Forsyning (Denmark) announced that they signed a contract for a future 22 MW air source heat pump plant [15]. Soon the most advanced system in the world will be the one under construction be the Evellence in Helsinki [17]. The system is based on the proprietary oil-free HOFIMR compressor with high-speed motor and magnetic bearings and uses CO_2 (R744) as cycle fluid. The heating capacity of the unit is 20–33 MW (air temperature-dependent), and the heat sink (DHN water) temperature is up to 90 °C. Operational ambient temperature is down to –20 °C and expected COP is at the level of 3.0–3.5. Other ongoing research and development works aim at the upscaling of ASHPs for the supply of DH systems. The aim is to establish 200 MW capacity and +85°C supply temperature [17].

A major recent shift concerns refrigerant selection, driven by tightening climate regulation (e.g. EU F-gas revision [18]). Current trends indicate strong growth of R717 (ammonia) in large industrial plants, expanding deployment of R744 (CO_2) transcritical systems in urban areas, rapid adoption of R290 (propane) in modular containerised units and limited but growing interest in R1234ze(E) as a transitional low-GWP solution. Key industrial developers of ASHPs are Calefa, Carrier, Climaveneta, Everllence, Fenagy, GEA, Mayekawa, Mitsubishi Electric, Oilon, Sabroe, Star Refrigeration, Trane.

In the published literature, there are relatively few comprehensive studies addressing the selection of working fluids for large-scale industrial heat pumps dedicated to district heating applications. This gap is primarily due to the inherent complexity of such systems, which operate over a wide range of heat source conditions (e.g., ambient air, wastewater, industrial waste heat) and require significantly different temperature lifts, often exceeding those encountered in conventional heat pump applications.

A further and arguably more critical challenge is the strong dependence of system feasibility on compressor technology. The choice between screw, centrifugal, or other compressor types imposes distinct constraints on achievable pressure ratios, discharge temperatures, efficiency characteristics, and part-load controllability. Consequently, the optimal working fluid from a purely thermodynamic perspective may not be suitable when realistic compressor limitations are taken into account.

Existing studies typically focus on either idealized cycle analyses with fixed efficiencies [19] [20] [21] or on specific case studies with predefined technologies [22] [23], which limits their general applicability. In particular, many works do not explicitly consider the interaction between working fluid properties, compressor performance [24], and system-level design aspects such as heat exchanger sizing, air-side operation, or refrigerant charge. This results in a fragmented understanding of the problem and makes it difficult to derive generalized recommendations for district heating applications.

Therefore, this paper aims to address the key thermodynamic aspects affecting the design and implementation of air-source heat pumps (ASHPs) for the Polish district heating sector. The approach combines a comparative thermodynamic cycle analysis with a qualitative assessment of practical constraints, including compression requirements, operating envelope, and implications for system integration. By linking idealized cycle performance with considerations relevant to real-world implementation, the study seeks to provide more robust guidance for working fluid selection under severe climatic conditions typical for Poland.

2. Materials and methods

Most industrial ASHPs are currently sold on the Danish market, where low-temperature district heating networks are common. The implementation of this technology in the Polish district heating sector may require changes both to the currently available heat pump designs and to the district heating networks, which were designed for qualitative regulation and high supply temperatures at minimum outdoor temperatures. Measurement data from the district heating system in Opole were used as input for the model calculations. Figures 1 and 2 show the measured supply and return temperatures of the district heating network in the years 2022, 2024 and 2025. Figure 3 shows the duration curves of measured DH network supply temperatures.

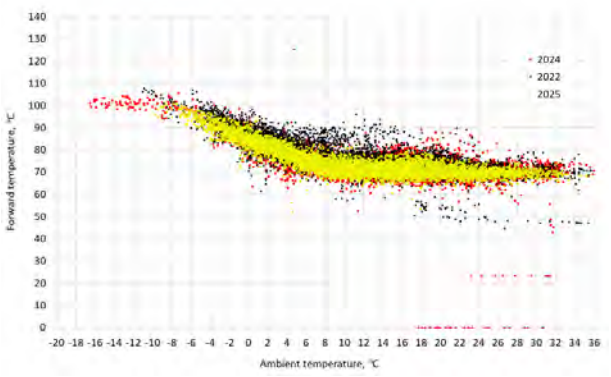


Figure 1. Measured supply temperature of the district heating network in Opole
Source: compiled by the author based on data provided by ECO S.A.

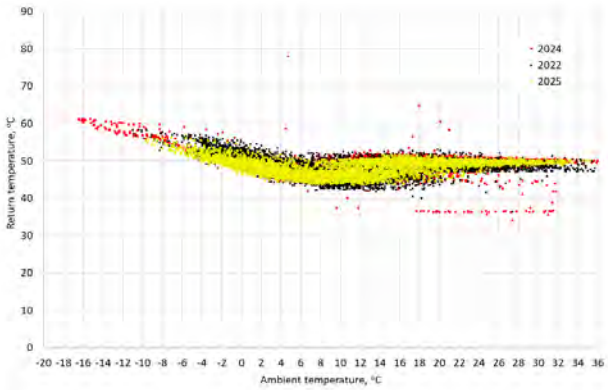


Figure 2. Measured return temperature of the district heating network in Opole
Source: compiled by the author based on data provided by ECO S.A.

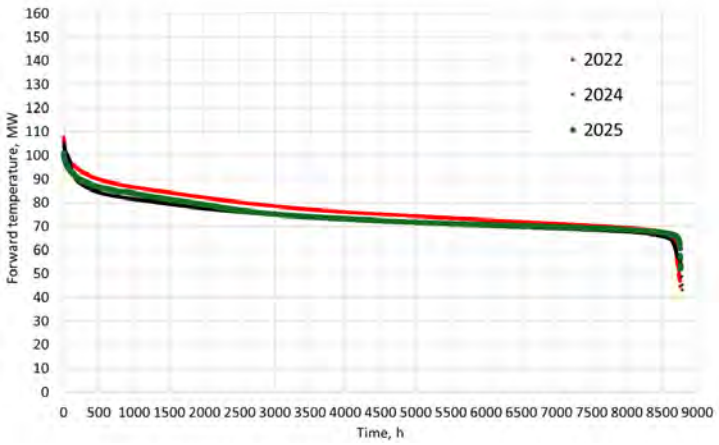


Figure 3. Supply temperature duration curve
Source: compiled by the author based on data provided by ECO S.A.

In Denmark, most district heating companies operate at 70°C supply and 40°C return on average [25], which is a good match for ASHPs. In Poland, network supply and return temperatures cannot be easily reduced to allow heat pumps to operate with a smaller temperature lift, significantly improving their coefficient of performance (COP) and seasonal performance factor (SPF). The transition to low-temperature operation is constrained by the characteristics of existing infrastructure and building stock. In Opole, as depicted in Figure 1, the minimum achievable supply temperature under the most severe winter conditions is currently between 100 and 107°C. Moreover, supply temperature higher than 70°C lasts for around 6000 – 6500 hours depending on a year. Hydraulic studies and network simulations performed within the LIFE22-CET-SET_HEAT project [5] indicate that, under current conditions, supply temperatures can realistically be reduced to around 90–95°C under the condition that distributed heat sources are implemented in the DH system.

It has been concluded after analysis of the network temperature measurements that under winter conditions, the DH network water temperature increase could be from 53°C return to 90°C supply. The supply temperature above 90°C lasts for less than 250 hours a year, which is negligible. The expected ASHP operating conditions in summer are 48°C return to 70°C supply. It was also assumed that the ASHP shut-off temperature under winter conditions should be -20°C, which was inspired by the Everllence plant in Helsinki. Such a temperature level would be suitable for majority of DH systems in Poland and will reduce the demand for compensation of the lost heating capacity. Eventually, for the modelling exercise, a very challenging design conditions were set, which is represented by the HP temperature lift of 110 K from -20°C ambient air temperature to 90°C network supply temperature.

The thermodynamic analysis was performed using the commercial process simulation software Ebsilon Professional ver. 17 [26], which enables steady-state modelling of energy systems based on mass and energy balance equations. A two-stage vapor compression heat pump cycle with intercooling via a flash tank was implemented, representing a configuration suitable for high temperature lift applications typical for district heating.

The model consists of the following components: evaporator, two compressor stages, flash tank, condenser, and expansion (throttle) valves. The two-stage cycle was selected as the most probable architecture of an industrial ASHP. In addition, a direct evaporator was assumed. A schematic diagram of the heat pump is depicted in Figure 4. Figure 5 depicts the ASHP model implemented in the simulation software. The refrigerants considered are R717, R744, R290, and R1234ze(E), which are nowadays the most popular in industrial ASHPs. The cycle was solved under steady-state conditions for a predefined set of boundary conditions for winter (design) and summer (off-design) respectively.

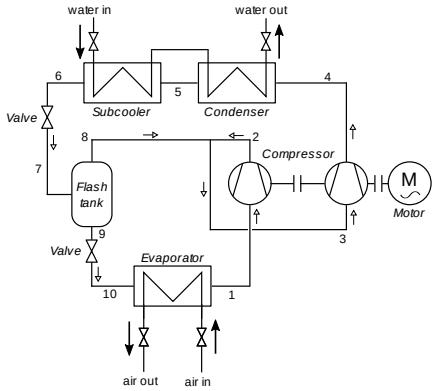


Figure 4. Schematic diagram of industrial ASHP
Source: own work.

Key performance parameters of heat pumps are heating capacity $\dot{Q}_{out}$, cooling capacity (or heat absorbed from the sink) $\dot{Q}_{in}$, temperature lift ΔT_{lift}, pressure ratio PR and coefficient of performance COP. The heating output of the heat pump is the sum of heat extracted from the working fluid in the condenser and subcooler.

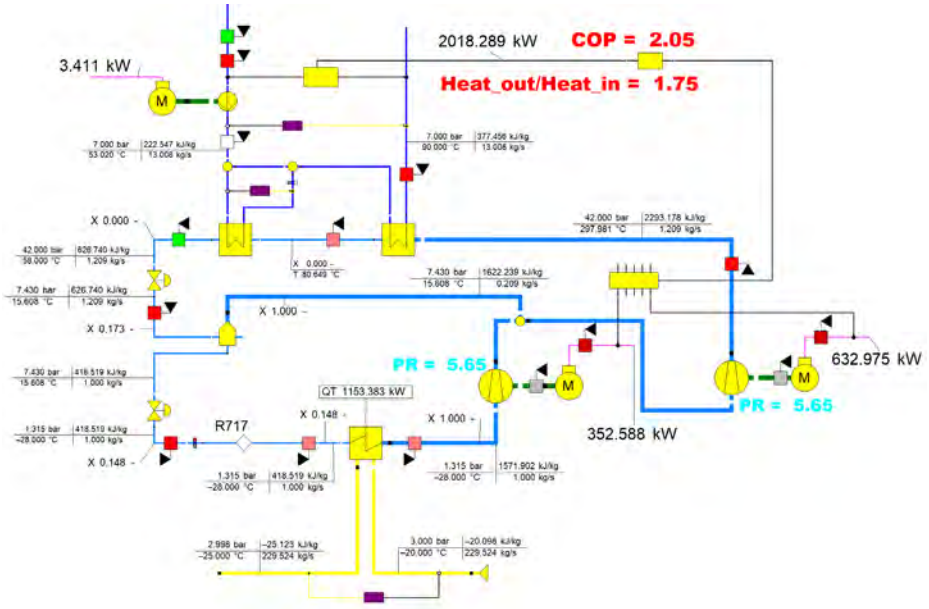


Figure 5. Two stage ammonia cycle model implemented in Ebsilon Professional
Source: own work.

Taking into account the specific points of the thermodynamic cycle defined in Figure 4, the heat output can be presented as:

$$\dot{Q}_{HP,out} = \dot{m}_{r,4}\left(h_{r,4} - h_{r,6}\right) \tag{1}$$

Heat losses from the heat exchangers were neglected due to the relatively low temperature of the process.

After the subcooler the working fluid pressure is throttled to the intermediate pressure, which results from the outlet pressure of the first compressor stage:

$$p_7 = p_2 \tag{2}$$

The throttling process occurs at constant enthalpy. Thus, equations for the two respective throttle valves are:

$$h_{r,6} = h_{r,7} \tag{3}$$

$$h_{r,9} = h_{r,10} \tag{4}$$

The mass and energy balances of the phase separator (flash tank) take the form:

$$\dot{m}_{r,7} = \dot{m}_{r,8} + \dot{m}_{r,9} \tag{5}$$

$$\dot{m}_{r,7} h_{r,7} = \dot{m}_{r,8} h_{r,8} + \dot{m}_{r,9} h_{r,8} \tag{6}$$

Where specific enthalpies $h_{r,8}$ and $h_{r,9}$ are saturation enthalpies for liquid and vapour phase respectively.

Heat delivered to the working fluid in the evaporator is:

$$\dot{Q}_{HP,in} = \dot{m}_{r,10}\left(h_{r,1} - h_{r,10}\right) \tag{7}$$

The specific enthalpies of $h_{r,1}$ and $h_{r,10}$ results from the pressure setpoint, which depends on the ambient air temperature at the heat pump outlet $T_{air,out}$. The pinch temperature difference was set to 3 K.

The two-stage compressor has the respective pressure ratios of the particular stages:

$$PR_1 = \frac{p_2}{p_1} \tag{8}$$

$$PR_2 = \frac{p_4}{p_2} \tag{9}$$

In the design mode the values of PR_1 and PR_2 are the same. In the off-design mode PR1 is optimised for the maximum *COP*. The overall cycle pressure ratio is:

$$PR = \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_{max}}{p_{min}} \tag{10}$$

The entropy of the working fluid after the isentropic compression process is:

$$s_2|_{p_2} = s_1|_{p_1} \tag{11}$$

From the value of entropy s_2 the value of enthalpy $h_{2,s}$ after the isentropic compression is determined. Then the isentropic efficiency is used to calculate the enthalpy after the actual compression process:

$$h_{r,2} = \eta_i\left(h_{r,2,s} - h_{r,1}\right) + h_{r,1} \tag{12}$$

Electrical power delivered to the electric motor driving the compressor first stage is:

$$P_{el,in,1} = \frac{\dot{m}_{r,1}\left(h_{r,2} - h_{r,1}\right)}{\eta_m \eta_{el}} \tag{13}$$

The power deliver to the second stage is:

$$P_{el,in,2} = \frac{\dot{m}_{r,3}\left(h_{r,4} - h_{r,3}\right)}{\eta_m \eta_{el}} \tag{14}$$

To ensure comparability between different working fluids, a consistent set of simplifying assumptions was adopted. The isentropic efficiency of each compressor stage was assumed constant and equal to η_i = 0.8, while the mechanical efficiency was set to η_m = 0.99. Electromechanical efficiency of the electric motor was set to η_{el} = 0.88. Pressure drops in heat exchangers and piping, as well as heat losses to the environment, were neglected.

Eventually, the coefficient of performance is:

$$COP = \frac{\dot{Q}_{HP,out}}{P_{el,in,1} + P_{el,in,2}} \tag{15}$$

The temperature lift defined as:

$$\Delta T_{lift} = T_{water,out} - T_{air,in} \tag{16}$$

The refrigerant mass flow rate through the evaporator was fixed at 1 kg/s for all simulations, allowing for direct comparison of specific performance indicators.

It should be emphasized that, due to the assumption of constant compressor efficiencies, the obtained results are effectively independent of specific compressor design and performance characteristics. In this sense, the analysis represents a “compressor performance independent” thermodynamic comparison of working fluids, focusing on their intrinsic cycle behavior under identical conditions.

The adopted modelling approach provides insight into the thermodynamic potential of different working fluids but introduces several limitations. In particular, the use of constant isentropic efficiency neglects the dependence of compressor performance on pressure ratio, suction conditions, and rotational speed. As a result, the model does not capture important constraints such as discharge temperature limits, efficiency degradation at off-design conditions, or surge and choking phenomena in turbocompressors.

Furthermore, the model does not account for air-side heat exchanger design, including fan power consumption, frost formation, and defrost cycles, which are particularly relevant for air-source heat pumps operating at low ambient temperatures. Similarly, refrigerant charge, heat exchanger size, and system footprint are not considered, although they may significantly influence the feasibility and cost of different working fluids.

Consequently, the presented results should be interpreted as a comparative thermodynamic assessment, which must be complemented by component-level design and system integration analysis in order to evaluate the practical applicability of the investigated solutions.

3. Results and discussion

The most important simulation results are presented in Tables 1 and 3 for winter (design) and summer (off design) conditions. Thermodynamic cycles of the refrigerants under the design conditions are depicted in Figures 6 to 9. Figures 10 to 12 summarise the air and refrigerant flows at the evaporator to achieve the heating output as for R717 (i.e. 2018.3 kW/$kg_{r,evap}$).

Regarding the results obtained for particular refrigerants, R717 (ammonia) looks strongest thermodynamically because it combines the highest winter specific heating capacity with a top winter COP of 2.05. That means, in pure cycle terms, it gives the most heat per 1 kg/s evaporator flow by a very large margin. However, it also shows an extremely severe winter operating point: overall pressure ratio 31.95, stage pressure ratio 5.65, and especially maximum cycle temperature 296°C. That discharge temperature is a major warning sign. Since the model used fixed isentropic efficiency 0.8 and did not include compressor characteristics, this result is likely too optimistic from a compressor-feasibility standpoint. In practice, such a high discharge temperature could push lubrication, materials, valve reliability, and real compressor efficiency into a problematic range. Therefore, it is most likely that the results will be downgraded once real compressor maps and discharge temperature limits are imposed.

R290 (propane) is probably the best balanced recommendation. Its winter COP is also 2.05, equal to ammonia in the model, while the winter compression severity is noticeably milder than R717 and R1234ze(E): overall pressure ratio 19.29, stage ratio 4.39, and max cycle temperature 108.6°C. That is still demanding, but much more believable for technical implementation. R290 also has a strong summer COP of 3.38, with a summer/winter COP ratio of 1.65, showing stable year-round behaviour. The main penalty is flammability, but from a thermodynamic and compressor-viability perspective it is the most convincing severe-winter candidate.

Table 1. ASHP simulation results for winter conditions

Refrigerant	R717 (Ammonia)	R744 (CO2)	R290 (Propane)	R1234ze(E)
Refrigerant type	natural	natural	Natural, HC (hydrocarbon)	synthetic, HFO (hydrofluoroolefin)
Critical temperature, °C	132.3	30.98	96.68	109.4
Critical pressure, kPa	11333.0	7377.0	4247.0	3632.0
HP winter air inlet temperature (design conditions), °C	-20			
Air temperature drop, K	5			
DHN water inlet temperature, °C	53			
DHN water outlet temperature, °C	90			
Evaporator refrigerant flow, kg/s	1			
Evaporator air flow, m^3/s	55.54	9.9	14.3	6.6
Winter specific heating capacity (design), $kW/kg_{r,evap}$	2018.3	424.9	516.9	243.8
Max cycle pressure, kPa	4200.0	15000.0	3500.0	2700.0
Min cycle pressure, kPa	131.5	1526.1	181.4	67.2
Cycle pressure ratio PR	31.95	9.83	19.29	40.16
Single compressor stage pressure ratio	5.65	3.14	4.39	6.34
Max cycle temperature, °C	296.0	133.3	108.6	104.6
Condensation temperature, °C	80.6	-	86.0	94.3
Evaporation temperature, °C	-28			
Heat input to output ratio	1.75	2.08	1.75	1.77
Electricity consumption, kW	985.6	251.5	251.6	120.9
Winter COP (design)	2.05	1.69	2.05	2.02

Source: own work.

R1234ze(E) may be also viable. Its winter COP of 2.02 is close to R717 and R290, and its maximum cycle temperature of 104.6°C is acceptable. But it suffers from the highest winter pressure ratio, 40.16 overall and 6.34 per stage, which is a serious compressor challenge even though the discharge temperature is moderate. Its winter specific heating capacity is also the lowest of the four, 243.8 $kW/kg_{r,evap}$, meaning the cycle is comparatively weak in output for the same 1 kg/s evaporator flow. Therefore, although thermodynamically workable, R1234ze(E) does not stand out as a good recommendation for a harsh winter design.

R744 (CO_2) appears the least attractive for the considered application. It has the lowest winter COP, 1.69, and also the lowest summer COP, 2.56. Although its pressure ratios are relatively modest, the system still requires very high absolute pressure, up to 15000 kPa in winter and 14000 kPa

in summer. For a high temperature lift it is not competitive here against the other candidates in this simplified comparison due to lower efficiency and high operating pressure.

Table 2. ASHP simulation results for summer conditions

Refrigerant	R717 (Ammonia)	R744 (CO2)	R290 (Propane)	R1234ze(E)
HP summer air inlet temperature (design conditions), °C	20			
Air temperature drop, K	5			
DHN water inlet temperature, °C	48			
DHN water outlet temperature, [c]	70			
Evaporator refrigerant flow, kg/s	1			
Evaporator air flow, m^3/s	55.54	9.58	18.0	8.89
Summer specific heating capacity (off-design), $kW/kg_{r,evap}$	1434.2	243.5	383.7	203.3
Max cycle pressure, kPa	3700.0	14000.0	3200.0	2500.0
Min cycle pressure, kPa	658.4	4729.7	654.8	319.0
Cycle pressure ratio PR	5.62	2.96	4.89	7.84
Max cycle temperature, °C	165.5	94.2	96.2	97.8
Condensation temperature, °C	74.9	-	68.8	72.4
Evaporation temperature, °C	12	12	11	11
Heat output to input ratio	1.32	1.42	1.19	1.28
Electricity consumption, kW	420.0	95.1	113.4	61.9
Summer COP	3.41	2.56	3.38	3.29
Summer to winter COP ratio	1.66	1.51	1.65	1.63
Summer to winter PR ratio	0.18	0.30	0.25	0.20
Summer to winter specific heating capacity ratio	0.71	0.57	0.74	0.83

Source: own work.

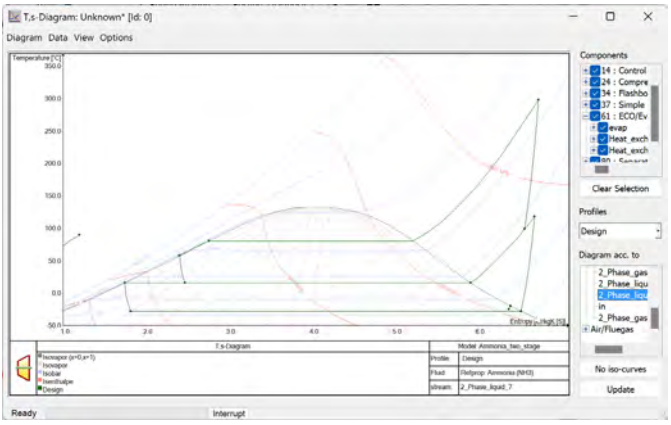


Figure 6. Thermodynamic cycle of R717

Source: own work.

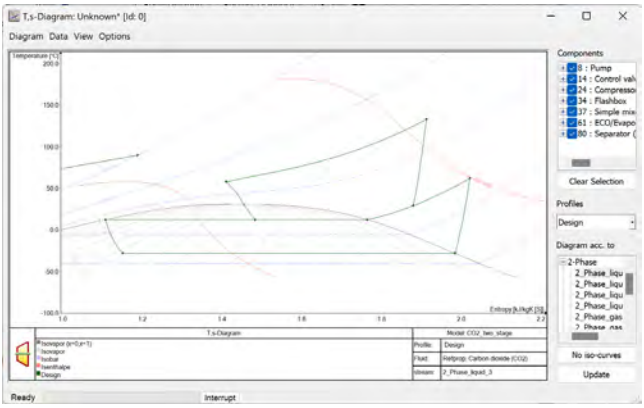


Figure 7. Thermodynamic cycle of R744

Source: own work.

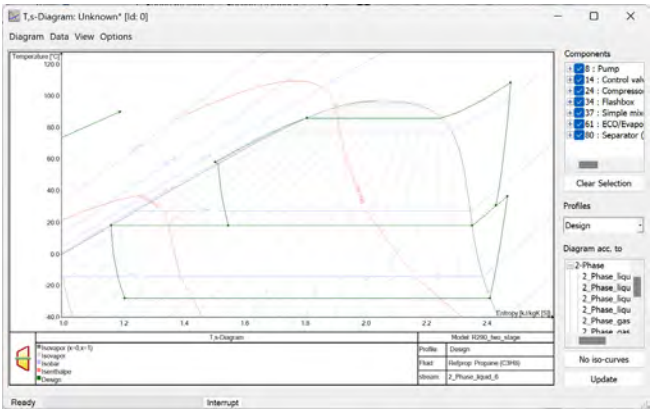


Figure 8. Thermodynamic cycle of R290

Source: own work.

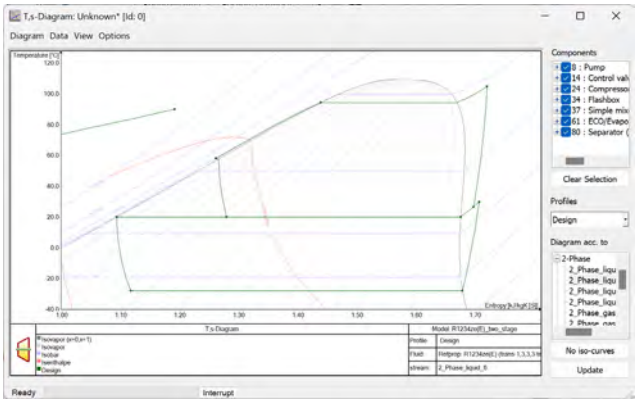


Figure 9. Thermodynamic cycle of R1234ze(E)

Source: own work.

The off-design simulation for summer conditions revealed that the compressor controllability from winter to summer is an important issue. The results indicate that the seasonal shift is large. The summer-to-winter pressure-ratio ratio is only 0.18 for R717, 0.30 for R744, 0.25 for R290, and 0.20 for R1234ze(E). At the same time, the summer-to-winter specific heating-capacity ratio is only 0.57–0.83 depending on refrigerant. Such results imply a substantial migration of operating point across the compressor map. For that reason, a screw compressor would be a safer solution for the considered system. However, they are constrained by temperature limits related to oil degradation. In practice, screws also offer broader and easier capacity control by speed variation and/or slide-valve-type unloading, which makes them better suited to spanning a wide winter–summer envelope. By contrast, a centrifugal compressor is more sensitive to off-design operation. For centrifugal machines, capacity is typically controlled with inlet guide vanes or butterfly valves, and the turndown is commonly on the order of 30–35% or more depending on conditions before unloading becomes necessary. The problem is not only capacity reduction, but also surge/choke boundaries, so large seasonal shifts can make map matching much harder unless the compressor is specifically designed for both operating points or speed control and staging are very carefully chosen.

In the context of compressor controllability, R290 although not easy seems to be a controllable all-season solution. In the case of R744, the seasonal controllability is even less problematic in terms of pressure-ratio swing, because the summer to winter PR ratio is the highest of the four at 0.30. That makes the compressor map migration less dramatic and the seasonal control problem may be somewhat more manageable. To sum up, if the compressor is screw type R290 is the best overall match. R744 may be also acceptable from a control-range standpoint but loses on efficiency and pressure level. If the compressor is centrifugal, R744 and possibly R290 look more plausible because their winter stage pressure ratios are lower than R717 and R1234ze(E).

As depicted in Figures 10 to 12, the required air volumetric flow rates differ significantly between refrigerants, implying substantial differences in evaporator size, fan power, frost formation, and defrosting requirements. When the comparison is performed on a consistent basis, i.e., for the same heating output as the reference R717, the refrigerant mass flow rate and air flow rate must be adjusted for R744, R290 and R1234ze(E) to match the heat pump heating capacity of ammonia. Under this constraint, all three refrigerants with lower specific ASHP heating capacity require higher refrigerant mass flow rates. From the air-side perspective, the results indicate that achieving the same heating output requires lower air volumetric flow rates for R744 and R290 than for R717 and significantly higher in the case of R1234ze(E). This implies that the evaporator size, frontal area, and air velocity cannot be treated as independent of refrigerant selection.

When the obtained results are contrasted with recent industrial implementations, an important discrepancy emerges. A notable example is the large-scale air-source heat pump installed in Helsinki by Everllence for the utility Helen Oy [16]. This unit is designed to operate at ambient temperatures as low as −20°C and to supply district heating water up to approximately 90°C. Despite the lower thermodynamic efficiency indicated by simplified cycle modelling, the system employs R744 (CO_2) as the working fluid. Also, the Fenagy (DK) company strongly develops CO_2 heat pumps. This suggests that although CO_2 shows lower thermodynamic COP in simplified cycle modelling, it is often selected in large-scale air-source heat pumps due to superior compatibility with centrifugal compressors, manageable discharge temperatures, and favourable safety characteristics under urban operating conditions. It should be noted, that significant thermodynamic performance improvement may be

reached if a gas expander (Evellance) or an ejector (Fenagy) is implemented within the cycle architecture. Furthermore, since the R744 cycle is transcritical (see Figure 7), signifficant performance benefits may be obtained if DH network return temperature is lowered, preferably below 40°C.

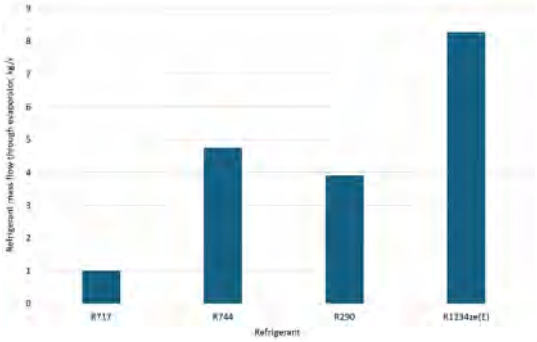


Figure 10. Refrigerant mass flow through evaporator to achieve the heating output as for R717
Source: own work.

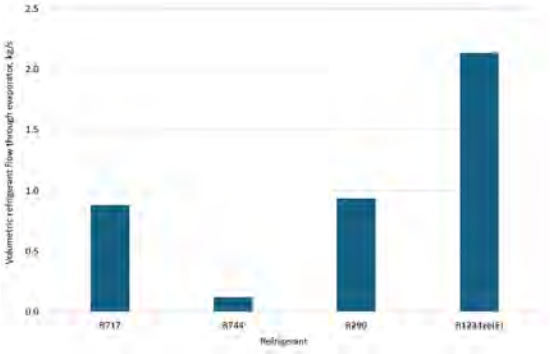


Figure 11. Volumetric refrigerant flow at evaporator outlet to achieve the heating output as for R717
Source: own work.

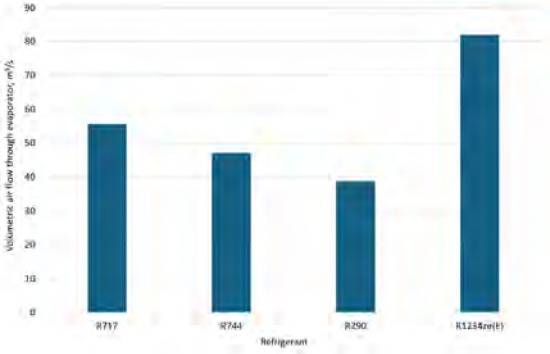


Figure 12. Volumetric air flow at evaporator inlet to achieve the heating output as for R717
Source: own work.

Conclusions

The study, and in particular, the comparison of performance of different refrigerants, demonstrates that thermodynamic optimality alone is insufficient for refrigerant selection in large-scale air-source heat pumps operating under severe winter conditions. Instead, the final choice reflects a compromise between efficiency, compressor feasibility, controllability across a wide operating range, and safety. Compressor constraints and system-level considerations can outweigh purely thermodynamic advantages, and should therefore be explicitly included in future modelling efforts.

The comparison with industrial practice highlights that simplified thermodynamic cycle models, although useful for preliminary screening of working fluids, are insufficient for reliable system-level conclusions in high-lift air-source heat pumps. In particular, the assumption of constant isentropic and mechanical efficiencies neglects critical compressor constraints such as discharge temperature limits, pressure-ratio-dependent efficiency, surge margins, and part-load behaviour. The present results indicate that some refrigerants (notably R717 and R1234ze(E)) reach extreme operating conditions, including very high pressure ratios and temperatures, which would likely lead to reduced real efficiencies or infeasible compressor operation. Therefore, future modelling should incorporate compressor performance maps, variable efficiency models, and off-design control strategies, especially for systems expected to operate over wide seasonal ranges. Additionally, multi-criteria evaluation, including safety, scalability, and integration with district heating infrastructure, should complement thermodynamic analysis. Incorporating these aspects would enable more realistic refrigerant selection and align simulation outcomes with demonstrated industrial solutions, such as CO_2-based systems in large-scale cold-climate applications.

To sum up, future modelling should move beyond purely thermodynamic cycle calculations and incorporate integrated system-level design, including:

- compressor performance maps and variable efficiency models,
- air-side heat exchanger sizing and fan power,
- frost formation and defrost cycles under low ambient conditions,
- refrigerant charge estimation and safety constraints,
- off-design control strategies across seasonal operation.

Such an approach would enable a more realistic assessment of both performance and feasibility, and better align simulation outcomes with industrial implementations, where solutions such as CO_2-based systems are often favoured due to their advantages in compactness, controllability, and safety, despite lower ideal-cycle efficiency.

Acknowledgment

This research was co-funded by the European Union within the framework of the Programme for the Environment and Climate Action, LIFE Clean Energy Transition sub-programme, grant number 101119793, project: LIFE22-CET-SET_HEAT: Supporting Energy Transition and Decarbonisation in District Heating Sector.

Nomenclature

h specific enthalpy (kJ × kg^{-1})
m mass (kg)
p pressure (kPa)

s specific entropy (kJ × kg^{-1} × K^{-1})
T temperature (K)
Q heat (kJ)

Bibliography

[1] Directive (EU) 2023/1791 of the European parliament and of the council of 13 September 2023 on energy efficiency and amending regulation (EU) 2023/955 (recast). Available online: https://eur-lex.europa.eu/eli/dir/2023/1791/oj.
[2] Kalina J., Tańczuk M., Jendryasek Ł.: Planning energy transition and decarbonisation of district heating systems in Poland. Energy 328 (2025) 136578. https://doi.org/10.1016/j.energy.2025.136578.
[3] Kalina J., Pohl W., Kostowski W., Sachajdak A., Craiciu C., Vișcoțel L: What Can We Do in Bucharest? The Issues of Decarbonising Large District Heating Systems. Energies 2026, 19, 716 https://doi.org/10.3390/en19030716.
[4] Programme for the Environment and Climate Action, LIFE Clean Energy Transition sub-programme, grant number 101119793, project: LIFE22-CET-SET_HEAT: Supporting Energy Transition and Decarbonisation in District Heating Sector. https://setheat.polsl.pl/.
[5] Stasicki A., Talik D.: Publishable report from sensitive deliverables of Work Package3. SET_HEAT project report. https://setheat.polsl.pl/files/resources/D3_6_Final.pdf.
[6] https://varmepumpedata.dk/plants/.
[7] El Samad T., Żabnieńska-Góra A., Jouhara H., Sayma A.I.: A review of compressors for high temperature heat pumps. Thermal Science and Engineering Progress 51 (2024) 102603. https://doi.org/10.1016/j.tsep.2024.102603.
[8] IEA Technology Collaboration Programme Annex 58: High-Temperature Heat Pumps. Task 1 – Technologies. Task Report. IEA Technology Collaboration Programme on Heat Pumping Technologies (HPT TCP). August 2023. Report no. HPT-AN58-2. https://heatpumpingtechnologies.org/content/uploads/sites/70/2023/09/annex-58-task-1-technologies-task-report.pdf.
[9] Schlosser F., Jesper M., Vogelsang J., Walmsley T.G., Arpagaus C., Hesselbach J.: Large-scale heat pumps: Applications, performance, economic feasibility and industrial integration. Renewable and Sustainable Energy Reviews. Volume 133, November 2020, 110219. https://doi.org/10.1016/j.rser.2020.110219.
[10] Zhang L., Jiang Y., Dong J., Yao Y.: Advances in vapor compression air source heat pump system in cold regions: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews 81 (2018) 353–365. http://dx.doi.org/10.1016/j.rser.2017.08.009.
[11] Brasz Joost J. J.: "Comparison of Part-Load Efficiency Characteristics of Screw and Centrifugal Compressors" (2006). International Compressor Engineering Conference. Paper 1827. https://docs.lib.purdue.edu/icec/1827.
[12] Hansen S. O. K., Jensen J. K., Dominato M., Reinholdt L. O. , Markussen W. B. : Results from measurements of heat pump for district heating using ambient air as heat source. 15th IIR-Gustav Lorentzen conference on Natural Refrigerants, 2022, June 13-15, Trondheim, Norway DOI: 10.18462/iir.gl2022.0103.
[13] Si P., Feng S., Guo Y., Wang Y., Jia J., Shi L., Xiang B., Wang S., Xu L.: Long-term operational characteristics of screw-type air source heat pump system with continuous heating during defrosting in engineering applications. Energy & Buildings 346 (2025) 116225. https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2025.116225.

[14] Fenagy: Denmark's largest CO_2 air-source heat pump to date. https://static1.squarespace.com/static/6551ec077067652fe6c55077/t/6901c32c787278321636fdb9/1761723180541/FENAGY_CASES_HADERSLEV_2025.09_UK.pdf.
[15] Gadd H., Atabaki M. S., Gong M., Möllerström E., Norrström H., Ottermo F., Persson U., Sánchez Garcia L., Werner S.: 70 NEW POSSIBILITIES FOR DISTRICT HEATING. REPORT 2024:1040. ISBN 978-91-89919-40-2, Energiforsk, August 2024. https://energiforsk.se/media/33632/2024-1040-70-possibilities-for-district-heating.pdf.
[16] Everllence: Heat pump reference case – Helen Helsinki. Everllence Fact Sheet https://www.everllence.com/docs/default-source/energy-factsheets/heat-pump-fact-sheets/everllence_factsheet_helsinki.pdf?sfvrsn=a990277f_5.
[17] Lund R.F.: 200 MW air source heat pumps for district heating: Challenges in large-scale application. In Lund, H., Mathiesen, B. V., Østergaard, P. A., Thellufsen, J. Z., & Brodersen, H. J. (red.) (2025). Book of Abstracts 2025: 11th International Conference on Smart Energy Systems. Aalborg Universitet. https://vbn.aau.dk/da/publications/book-of-abstracts-2025-11th-international-conference-on-smart-ene/.
[18] Regulation (EU) 2024/573 of the European Parliament and of the Council of 7 February 2024 on fluorinated greenhouse gases, amending Directive (EU) 2019/1937 and repealing Regulation (EU) No 517/2014 (Text with EEA relevance). PE/60/2023/REV/1.
[19] Zini A., Socci L., Vaccaro G., Rocchetti A., Talluri L.: Working Fluid Selection for High-Temperature Heat Pumps: A Comprehensive Evaluation. Energies 2024, 17, 1556. https://doi.org/10.3390/en17071556.
[20] Shahpar M., Hajinezhad A., Fattahi R., Moosavian S.F.: Efficient refrigerant strategies for large-scale geothermal heat pumps: Triple analysis of energy, exergy, and cost. Results in Engineering 25 (2025) 104052. https://doi.org/10.1016/j.rineng.2025.104052.
[21] Chabot A., Mathieu-Potvin F.: Numerical analysis of heat pumps: Selection of the best fluids for maximizing the coefficient of performance. International Journal of Refrigeration 112 (2020) 281–302. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2019.11.017.
[22] Höges C., Wissing L., Vering C., Müller D.: Choosing the Optimal Refrigerant in Heat Pumps: Influence of the Ecologic Evaluation Method. Applied Thermal Engineering 263 (2025) 125313. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.125313.
[23] Zhou F., Zhang T., Wei D., Liu J., Zhang X.: Optimal refrigerant selection and parameter analysis of a wastewater heat pump using CO2 zeotropic mixtures. Applied Thermal Engineering 253 (2024) 123789. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.123789.
[24] Neumaier L., Roskosch D., Schilling J., Bauer G., Gross J., Bardow A.: Refrigerant Selection for Heat Pumps: The Compressor Makes the Difference. Energy Technology, 2023, 11, 2201403. DOI: 10.1002/ente.202201403.
[25] Overbye P. M.: Low-Temperature DH: How To Reduce The Temperature In Existing District Heating Networks. Hot Cool no. 4/2025, ISSN 0904 9681, https://dbdh.org/low-temperature-dh-how-to-reduce-the-temperature-in-existing-district-heating-networks/.
[26] EBSILON®Professional. STEAG energy services GmbH. https://www.ebsilon.com/en/.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_29

Historia rozwoju technologii pomp ciepła na świecie

MAŁGORZATA SIKORA

Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Energetyki
ul. Racławicka 15-17, 75–620 Koszalin
e-mail: malgorzata.sikora@tu.koszalin.pl

Słowa kluczowe: pompy ciepła, rozwój technologii, alternatywne sposoby zasilania, historia

Technologia pomp ciepła stanowi jedno z kluczowych rozwiązań w procesie dekarbonizacji ogrzewnictwa, a jej rozwój przebiegał wielotorowo, obejmując zarówno układy sprężarkowe, absorpcyjne oraz inne koncepcje konwersji energii. Celem opracowania jest syntetyczne przedstawienie historii rozwoju technologii pomp ciepła na świecie, z naciskiem na kamienie milowe w ewolucji obiegów termodynamicznych, czynników roboczych oraz rozwiązań konstrukcyjnych determinujących efektywność i niezawodność urządzeń. Omówiono genezę i upowszechnienie pomp sprężarkowych (od wczesnych zastosowań w chłodnictwie po współczesne układy, również wysokotemperaturowe), rozwój pomp absorpcyjnych (w tym systemów woda–bromek litu oraz amoniak–woda) oraz znaczenie układów hybrydowych i alternatywnych, takich jak pompy ciepła oparte na zjawiskach termoelektrycznych, magnetokalorycznych, adsorpcyjnych i strumienicowych. Przedstawiono również wpływ kryzysów energetycznych, zmian regulacji prawnych oraz ograniczeń środowiskowych na dobór czynników roboczych (od CFC/HCFC, przez HFC, po HFO i czynniki naturalne) oraz kierunki badań i komercjalizacji. W podsumowaniu wskazano główne trendy rozwojowe: wzrost temperatur zasilania w zastosowaniach przemysłowych i sieciowych, integrację z OZE i magazynami energii, cyfryzację sterowania oraz intensyfikację wymiany ciepła w celu ograniczania kosztów i poprawy efektywności sezonowej. Opracowanie porządkuje wiedzę historyczną w ujęciu technologicznym i wskazuje zależności między postępem w termodynamice, materiałoznawstwie i polityce klimatycznej a dynamiką rozwoju pomp ciepła.

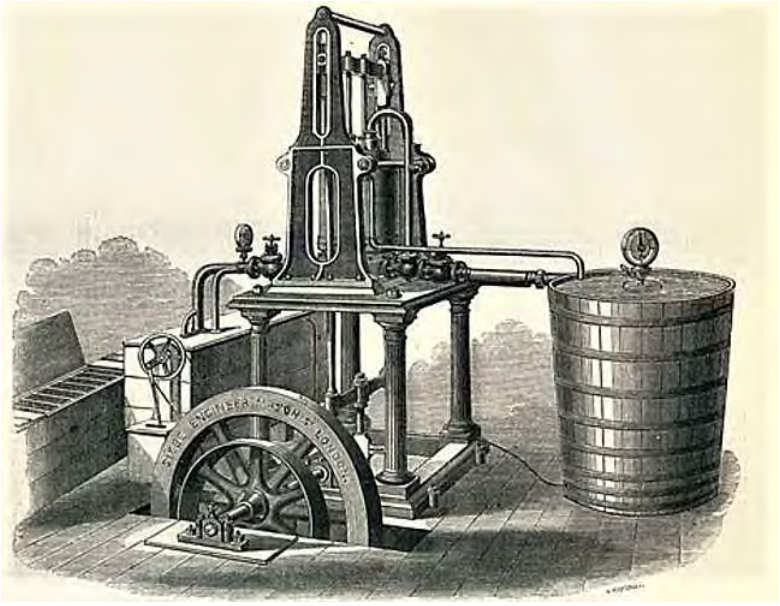
Wstęp

Transformacja systemów energetycznych ukierunkowana na osiągnięcie neutralności klimatycznej implikuje intensyfikację badań oraz wdrożeń technologii umożliwiających ograniczenie wykorzystania paliw kopalnych, szczególnie w sektorze ciepłownictwa, który stanowi jeden z najtrudniejszych obszarów dekarbonizacji. Wynika to z faktu, iż ogrzewanie pomieszczeń oraz przygotowanie ciepłej wody użytkowej odpowiadają za istotną część końcowego zużycia energii w budynkach, natomiast procesy przemysłowe generują znaczące zapotrzebowanie na ciepło technologiczne. W konsekwencji redukcja emisji CO_2 w tych segmentach stanowi jedno z kluczowych wyzwań współczesnej energetyki.

Dodatkowym problemem charakterystycznym dla systemów ciepłowniczych i chłodniczych są znaczne straty energii w postaci ciepła odpadowego. Jego odzysk stanowi istotny potencjał poprawy efektywności energetycznej, szczególnie w sektorze przemysłowym. W tym kontekście pompy ciepła są obecnie uznawane za jedno z najbardziej efektywnych rozwiązań systemowych umożliwiających zagospodarowanie niskotemperaturowych zasobów energii. Rozwój technologii sprężarkowych pomp ciepła pozostaje ściśle powiązany z ewolucją sprężarkowych urządzeń chłodniczych oraz implementacją koncepcji lewobieżnego obiegu termodynamicznego, wywodzącego się z idealnego

obiegu Carnota. Z inżynierskiego punktu widzenia pompa ciepła stanowi układ, w którym strumień ciepła oddawany w skraplaczu (lub chłodnicy gazu w przypadku obiegów transkrytycznych, np. z wykorzystaniem CO_2 jako czynnika roboczego) stanowi efekt użyteczny procesu, w odróżnieniu od klasycznych urządzeń chłodniczych, gdzie jest on produktem ubocznym.

Pierwotnie obiegi lewobieżne znajdowały zastosowanie głównie w chłodnictwie przemysłowym. W systemach grzewczych, w tym w budownictwie, znalazły zastosowanie dopiero w późniejszym okresie rozwoju technologicznego [1]. Postęp w dziedzinie pomp ciepła był bezpośrednio determinowany rozwojem podstaw termodynamiki. Kluczowe znaczenie miały prace S. Carnota (1824), R. Clausiusa, W. Thomsona (Lord Kelvin) oraz L. Boltzmanna, które doprowadziły do sformułowania zasad termodynamiki oraz wprowadzenia pojęcia entropii. Za pierwsze praktyczne urządzenie chłodnicze uznaje się konstrukcję opracowaną w 1834 roku przez J. Perkinsa, wykorzystującą eter jako czynnik roboczy. Istotny wkład w rozwój technologii chłodniczej wniósł również C. von Linde, który wdrożył instalację chłodniczą w browarze Spaten w Monachium, umożliwiając całoroczną produkcję piwa; w układach tych stosowano m.in. eter metylowy oraz amoniak. W 1854 r. w Geelong w Australii powstała pierwsza komercyjna maszyna do lodu autorstwa Jamesa Harrisona przedstawiona na rys. 1. Opatentował on system sprężania par eteru najpierw w Wiktorii (1855), a następnie w Wielkiej Brytanii (1856).



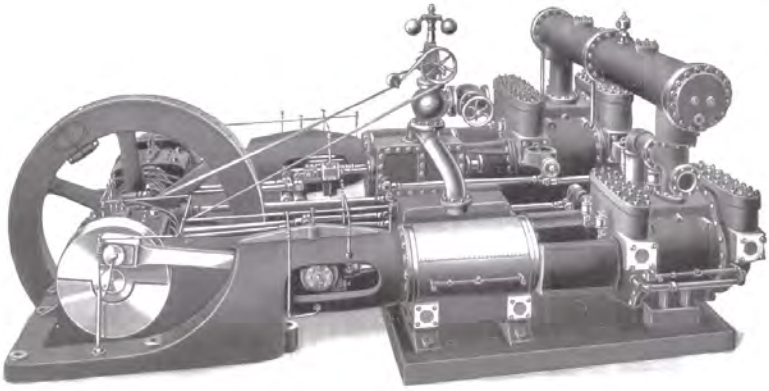
Rys. 1. Maszyna do lodu Jamesa Harrisona [2]

W 1894 roku A. M. Audiffren opracował urządzenie do chłodzenia cieczy, które po dalszym rozwoju zostało skomercjalizowane przez przemysł. Na początku XX wieku nastąpił dynamiczny rozwój chłodnictwa domowego – przykładem jest urządzenie „Domerle” (1914), a następnie „Kelvinator” (1918), uznawany za pierwszą masowo produkowaną chłodziarkę. Kolejne innowacje obejmowały wprowadzenie chłodziarko-zamrażarek (1939) oraz rozwój krajowych konstrukcji, takich jak polska chłodziarka „Mewa” (1956) [3,4].

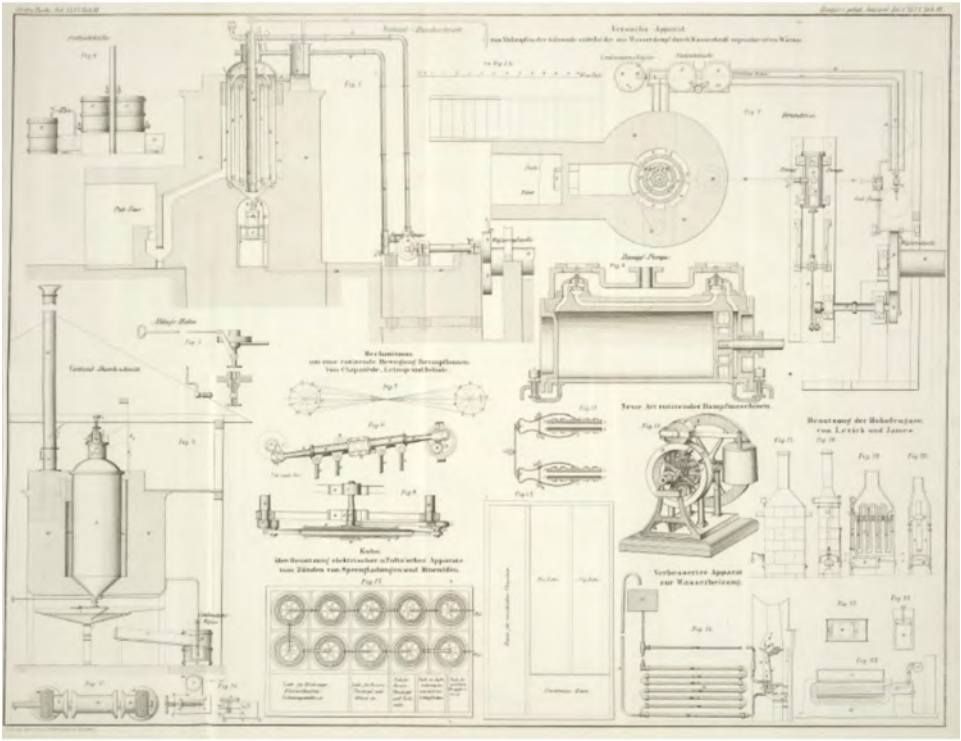
W drugiej połowie XIX wieku opracowano pierwsze maszyny chłodnicze bazujące na sprężaniu par czynnika roboczego, które – poza funkcją chłodzenia – mogły być wykorzystywane również do celów grzewczych. Proces industrializacji umożliwił przejście od rozwiązań prototypowych do niezawodnych instalacji przemysłowych. W tym okresie ukształtowała się również klasyczna architektura układów sprężarkowych, obejmująca podstawowe elementy współczesnych pomp ciepła, tj. sprężarkę, skraplacz, parownik oraz zawór rozprężny.

1. Sprężarkowe pompy ciepła

Za pierwszego konstruktora pompy ciepła uważa się zwykle austriackiego inżyniera Petera von Rittingera. W 1855 r. opracował on koncepcję wykorzystania sprężania pary do odzysku ciepła w procesie odparowywania solanki, a uruchomienie jego pilotażowej pompy parowej w salinach w Ebensee nastąpiło w 1857 r. Urządzenie miało moc około 14 kW i było pierwszą znaną próbą praktycznego wykorzystania pompy ciepła do celów grzewczych, w tym wypadku do zastosowań przemysłowych. Kolejny przełom nastąpił w Szwajcarii. Antoine-Paul Piccard oraz inżynier J. H. Weibel opracowali w 1876 r. pierwszy rzeczywiście funkcjonujący układ rekompresji pary, a w 1877 r. został on zainstalowany w salinach w Bex (rys.2). W odróżnieniu od aparatury Rittingera był to układ większej skali, z dwustopniową sprężarką tłokową, który był eksploatowany w sposób ciągły od 1878 r. Fragment dokumentacji technicznej maszyny Rittingera przedstawiono na rys. 3. Ten etap można uznać za początek dojrzałej technicznie pompy ciepła opartej na sprężaniu pary. W XX wieku technologia pomp ciepła zaczęła stopniowo przechodzić z procesów przemysłowych do ogrzewania budynków a także klimatyzacji. W 1902 roku Willis Carrier zaprojektował system kontroli wilgotności w drukarni. Projekt ten składał się z tych samych elementów co ówczesne pompy ciepła, czyli sprężarki, skraplacza, parownika i zaworu rozprężnego[5]. Na początku XX wieku klimatyzacja rozpowszechniła się w budynkach użyteczności publicznej. Systemy te zostały zaprojektowane wyłącznie do chłodzenia. Ciepło oddawane przez skraplacz było traktowane jako strata i nie było długo sposobu na odwrócenie tego cyklu. Zmieniło się to dopiero w latach 30. XX wieku kiedy inżynierowie eksperymentowali z układami zaworów, które umożliwiały zamianę ról parownika i skraplacza. Umożliwiło to jednoczesne grzanie i chłodzenie w jednym systemie. W latach 50. XX wieku pojawiły się praktyczne konstrukcje zaworów zwrotnych i czterodrogowych. To rozwiązanie umożliwiło niezawodną i powtarzalną pracę odwracalnej pompy ciepła i pozostaje podstawą większości nowoczesnych systemów powietrznych do dziś. Pierwszą rewersyjną pompę ciepła zamontowano w 1951 w Royal Festival Hall w Londynie [6].



Rys. 2. Pompa ciepła Picarda [7]



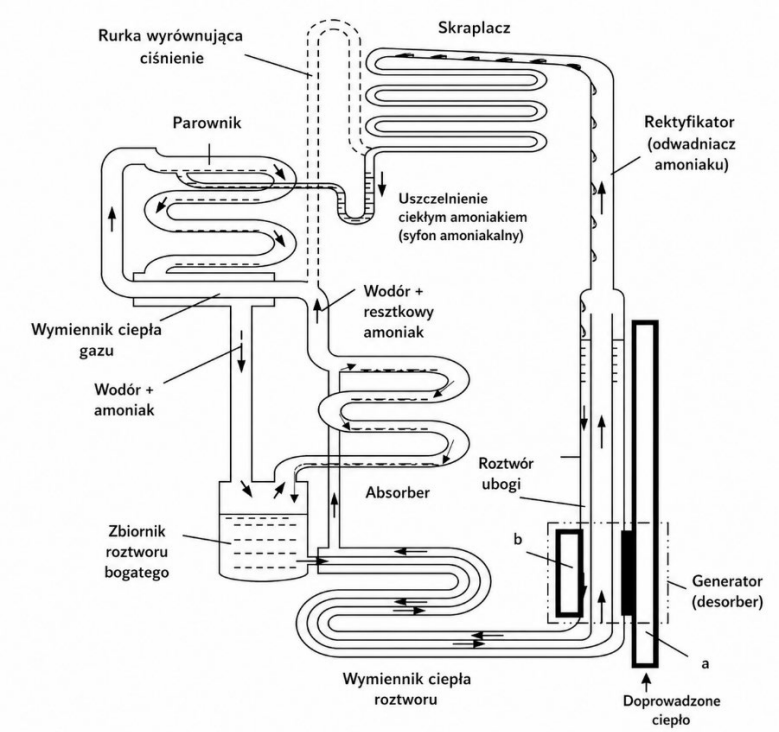
Rys. 3. Pompa ciepła Rittingera [8]

Pierwsza pompa ciepła w budynku mieszkalnym została zainstalowana przez Aurel Stodola w 1928 r. Wykorzystywała ona jako dolne źródło ciepła wodę z jeziora. Ważnym kamieniem milowym była instalacja Johna Sumnera w Norwich w 1945 r., uznawana za jedno z pierwszych pełnoskalowych zastosowań wodnej pompy ciepła do centralnego ogrzewania budynku. W kolejnych latach rozwinięto także gruntowe pompy ciepła. Dużą rolę w rozwoju gruntowych pomp ciepła przypisuje się Robertowi C. Webberowi, który w 1948 r. miał zbudować pierwszy gruntowy układ pompy ciepła. W latach 50. XX wieku wprowadzono również na rynek powietrznych pomp ciepła co zapoczątkowało ich produkcję na skalę masową [9,10].

2. Absorpcyjne pompy ciepła

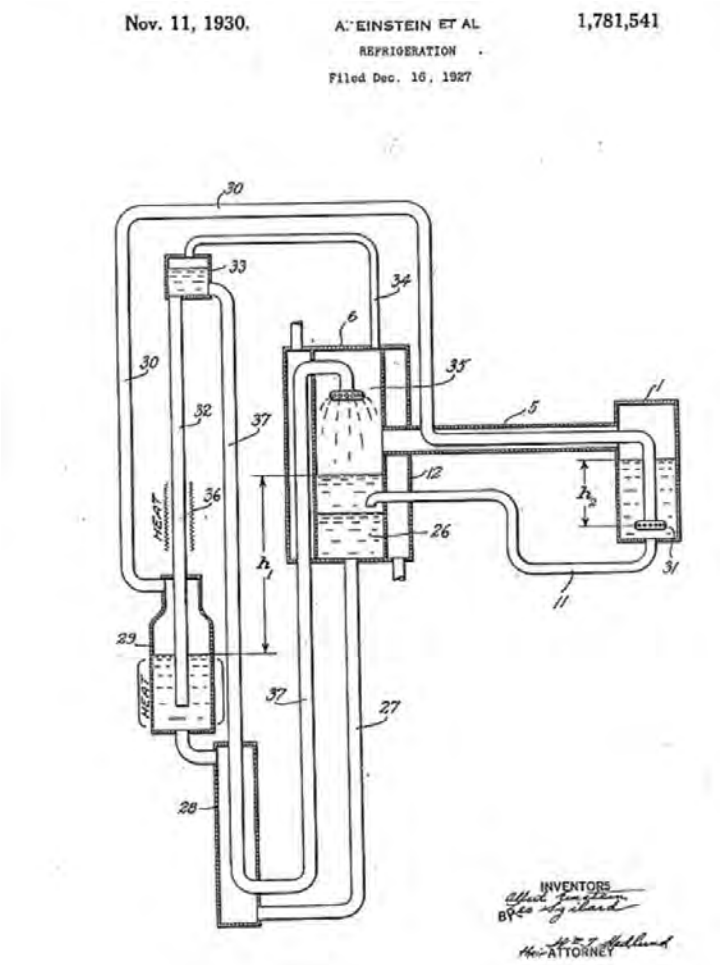
Za właściwego twórcę absorpcyjnego chłodnictwa co pośrednio zapoczątkowało później rozwój pomp absorpcyjnych uznaje się najczęściej francuskiego wynalazcę Ferdinanda Carré, który w 1858 r. opracował urządzenie absorpcyjne, a w 1859 r. rozwinął jego bardziej złożoną wersję wykorzystującą amoniak i wodę. To właśnie konstrukcje Carrégo otworzyły drogę do praktycznego wykorzystania cykli absorpcyjnych w chłodnictwie, a później także w technice grzewczej. Istotnym etapem rozwoju układów absorpcyjnych była konstrukcja bezpompowego układu Baltzara von Platena i Carla Muntersa, opracowana w 1921 r. i rozwinięta w latach 1922–1923. Schemat tego urządzenia przedstawiono na rys.4. Układ ten, oparty na mieszaninie amoniak–woda–wodór, pozwalał na pracę bez klasycznej pompy roztworu i stał się podstawą późniejszych lodówek absorpcyjnych produkowanych

przemysłowo przez Electrolux. Z historycznego punktu widzenia był to przełom w miniaturyzacji i komercjalizacji technologii absorpcyjnej.



Rys. 4. Urządzenie absorpcyjne amoniak – woda – wodór autorstwa Platena i Muntersa [11]

W okresie międzywojennym absorpcyjna technika chłodnicza była postrzegana jako bardzo obiecująca alternatywa dla układów sprężarkowych. Jednym z wynalazków powstałym z powodu kryzysu był projekt Alberta Einsteina i Leó Szilárda, którzy opracowali własny układ absorpcyjny wykorzystujący butan, amoniak i wodę. Patent został im przyznany w 1930 r. Rozwiązanie to jednak nigdy nie weszło do produkcji masowej. Na rys. 5 przedstawiono fragment dokumentacji patentowej urządzenia Einsteina i Szilárda.



Rys. 5. Zdjęcie fragmentu patentu Alberta Einsteina i Leó Szilárda

Dalszy rozwój przemysłowy technologii absorpcyjnej przyspieszył w latach 30. i 40. XX wieku. Historyczny raport EHPA wskazuje, że około 1937 r. zaczęto stosować mieszaninę $LiCl/H_2O$, a około 1940 r. rozpoczął się intensywny rozwój układów zasilanych mieszaniną $LiBr/H_2O$. Carrier prowadził badania nad układami absorpcyjnymi od 1938 r., a w 1945 r. zbudował pierwszą dużą maszynę parowo-grzewczą o mocy około 430 kW. Przejście na mieszaninę bromku litu (LiBr) i wody (H_2O) było przełomem, ponieważ technicznie jest ona znacznie wydajniejsza i bezpieczniejsza w dużych układach przemysłowych niż wcześniejsze rozwiązania takie jak amoniak z wodą czy chlorek litu. To właśnie ten etap można uznać za początek nowoczesnych absorpcyjnych pomp ciepła i agregatów absorpcyjnych dużej mocy [12,13].

W szerszym ujęciu historycznym pompy absorpcyjne rozwinęły się następnie w rodzinę technologii sorpcyjnych, obejmujących także adsorpcyjne pompy ciepła, które szczególnego znaczenia nabrały pod koniec XX i na początku XXI wieku wraz z rozwojem magazynowania ciepła oraz wykorzystania ciepła odpadowego, a także energii słonecznej. Adsorpcyjne pompy ciepła to urządzenia, w których proces

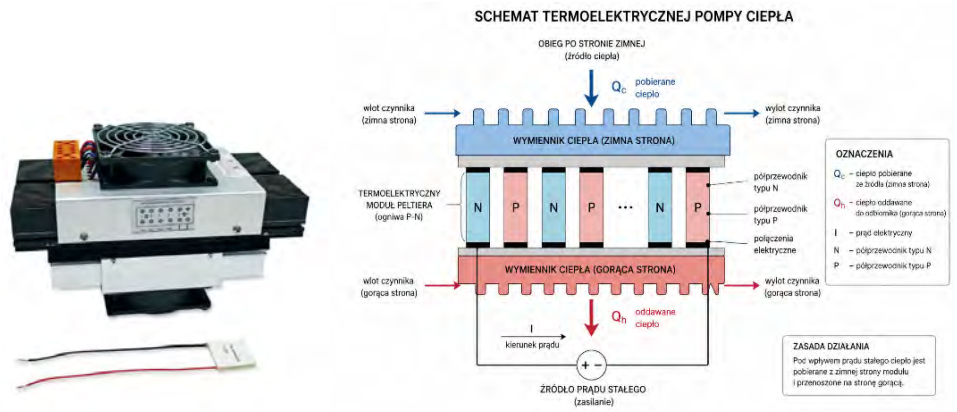
sprężania gazu zastąpiono procesem fizycznego przyłączania cząsteczek czynnika chłodniczego (adsorbatu) do powierzchni ciała stałego (adsorbentu), takiego jak zeolit lub żel krzemionkowy. Zjawisko adsorpcji gazów na ciałach stałych opisał szerzej Irving Langmuir w 1916 roku (za co otrzymał Nagrodę Nobla), co położyło podwaliny pod zrozumienie działania tych układów. Pierwsze działające prototypy adsorpcyjnych pomp ciepła zasilanych ciepłem odpadowym lub gazem pojawiły się w latach 70. i 80. XX wieku w ramach badań nad efektywnością energetyczną (m.in. prace prowadzone w ośrodkach takich jak *Fraunhofer Institute*). Działanie pompy adsorpcyjnej odbywa się w cyklach. Aby uzyskać ciągłość pracy (stałą moc grzewczą), stosuje się zazwyczaj układ z dwoma wymiennikami. W początkowym etapie, w parowniku czynnik odparowuje, odbierając ciepło z dolnego źródła, następnie para wodna przepływa do wymiennika z adsorbentem (zeolitem). Adsorbent „chłonie" parę, co powoduje wydzielenie energii cieplnej (ciepło adsorpcji), która jest przekazywana do instalacji grzewczej budynku. Gdy adsorbent jest nasycony, proces musi zostać zatrzymany [14]. Do wymiennika z adsorbentem doprowadza się ciepło o wysokim potencjale energetycznym (np. z palnika gazowego lub kolektorów). Dostarczone ciepło powoduje odparowanie czynnika z porów adsorbentu. Powstała para trafia do skraplacza, gdzie oddaje ciepło (również do instalacji grzewczej), zamienia się w ciecz i wraca do parownika [15]. Absorpcyjne pompy ciepła (APC) mają obecnie zastosowanie w przemyśle chemicznym, papierniczym oraz spożywczym gdzie znaczne ilości energii są bezpowrotnie tracone. Jak wskazują Herold i in. [16], zastosowanie absorpcyjnych transformatorów ciepła pozwala na podniesienie temperatury tego ciepła do poziomu umożliwiającego ponowne wykorzystanie go w procesie technologicznym (np. do generowania pary technologicznej), co drastycznie obniża energochłonność zakładu. W wielkoskalowych systemach ciepłowniczych absorpcyjne pompy ciepła są powszechnie integrowane z elektrociepłowniami. Wykorzystując ciepło ze spalin lub wód powrotnych z sieci jako dolne źródło, urządzenia te znacząco zwiększają całkowitą sprawność energetyczną systemów skojarzonych [17]. Ponadto, w układach trigeneracyjnych, APC pozwalają na efektywne zagospodarowanie nadwyżek ciepła sieciowego w okresie letnim do produkcji chłodu klimatyzacyjnego. Obecnie duże znaczenie ma zastosowanie odnawialnych źródeł energii do napędu APC, co stanowi istotny filar nowoczesnego budownictwa energooszczędnego. Kolektory słoneczne lub płytkie odwierty geotermalne dostarczają energię do generatora, co umożliwia realizację ekologicznego ogrzewania i przygotowania ciepłej wody użytkowej przy minimalnym poborze energii elektrycznej (potrzebnej jedynie do zasilania pomp obiegowych) [18].

3. Rozwój technologii termoelektrycznych pomp ciepła

Historia pomp termoelektrycznych jest bezpośrednio związana z odkryciem podstawowych efektów termoelektrycznych. W 1821 r. Thomas Johann Seebeck odkrył zjawisko powstawania siły elektromotorycznej w obwodzie złożonym z dwóch różnych materiałów gdy na końcach tych materiałów występuje różnica temperatur, jest to tzw. efekt Seebecka. Następnie w 1834 r. Jean Charles Athanase Peltier odkrył efekt odwrotny: przepływ prądu przez złącze dwóch materiałów może powodować pochłanianie lub wydzielanie ciepła [19]. To odkrycie Peltiera stało się bezpośrednią podstawą działania termoelektrycznych pomp ciepła i chłodziarek. Mimo wczesnych odkryć fizycznych praktyczne zastosowanie tej technologii przez długi czas było ograniczone w technologii chłodniczej i pomp ciepła, przede wszystkim ze względu na brak odpowiednich materiałów półprzewodnikowych.

W przeciwieństwie do tradycyjnych pomp ciepła, urządzenie termoelektryczne nie posiada sprężarki ani czynnika chłodniczego, jest to urządzenie w pełni półprzewodnikowe. Sercem urządzenia są naprzemiennie ułożone półprzewodniki typu n (nadmiar elektronów) oraz typu p (niedobór

elektronów). Są one połączone szeregowo pod względem elektrycznym i równolegle pod względem cieplnym, zazwyczaj zamknięte między dwiema płytkami ceramicznymi, które pełnią rolę izolatorów elektrycznych, ale przewodzą ciepło. Gdy przez układ przepływa prąd stały, w miejscu, gdzie nośniki ładunku przechodzą z jednego rodzaju półprzewodnika do drugiego (poprzez łącznik miedziany), dochodzi do zmiany ich poziomu energetycznego. Wynikiem tego jest pochłanianie ciepła po stronie zimnej i oddawanie ciepła po stronie gorącej ogniwa. Budowę ogniwa termoelektrycznego przedstawiono na rys 6. Całkowita ilość ciepła oddawanego po stronie gorącej jest sumą ciepła pobranego ze strony zimnej oraz pracy elektrycznej włożonej w ruch ładunków (ciepło Joule'a wynikające z oporu wewnętrznego układu). Największą zaletą takiego układu jest brak części ruchomych, brak wibracji, precyzyjna kontrola temperatury (poprzez zmianę natężenia prądu) oraz możliwość natychmiastowego odwrócenia kierunku transportu ciepła (poprzez zmianę polaryzacji). Niestety główną barierą w stosowaniu termoelektrycznych pomp ciepła jest stosunkowo niska sprawność energetyczna (COP) w porównaniu do systemów sprężarkowych, co ogranicza ich zastosowanie do mniejszych urządzeń, ponad to należy pamiętać o intensywnym chłodzeniu strony gorącej urządzenia, gdyż wysoka temperatura może powodować rozlutowanie złączy i uszkodzenie urządzenia. Dla tego jak widać na rysunku 6 niezbędne jest stosowanie konwekcji wymuszonej oraz rozwinięcia powierzchni wymiany ciepła.



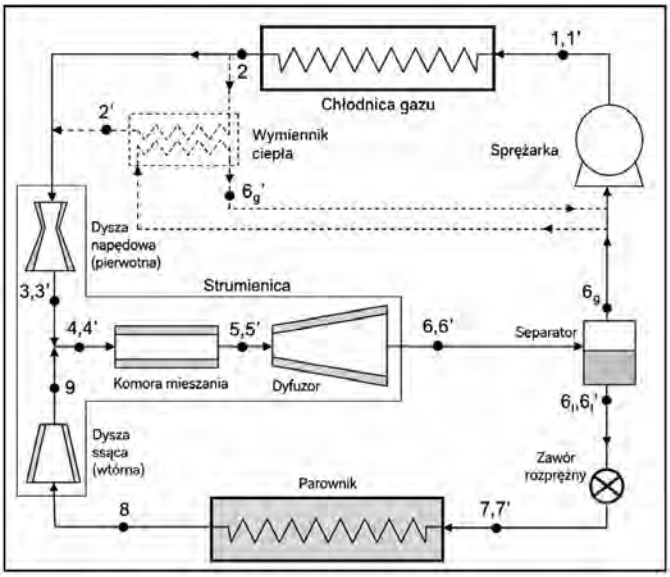
Rys. 6. Termoelektryczna pompa ciepła i schemat zastosowanego w niej ogniwa Peltiera

Współczesny etap rozwoju pomp termoelektrycznych wiąże się z ich zastosowaniem w niszach, gdzie szczególnie cenne są: brak części ruchomych, mała skala, cicha praca i wysoka niezawodność. Najpopularniejszym zastosowaniem jest chłodzenie podzespołów elektronicznych czy chłodziarki turystyczne. W latach 70-90 XX. wieku urządzenia tego typu były stosowane do chłodzenia satelitów [20]. Przykładowo, w badaniach z 2014 r. Kim i inni. [21]analizowali dobór termoelektrycznej pompy ciepła do ogrzewania budynków energooszczędnych. W kolejnych latach rozwijano ich zastosowanie w suszarkach[22], elektronice i ultra-niskotemperaturowych systemach ciepłowniczych [23]. W pracy Tomc i inni. [24] przedstawili przykład nowego etapu rozwoju pomp termoelektrycznych, tym razem w systemach ciepłowniczych niskotemperaturowych. Autorzy eksperymentalnie pokazują możliwość podnoszenia temperatury w węźle sieciowym z użyciem modułów termoelektrycznych. Oznacza to, że historyczny rozwój tej technologii przebiegał od odkrycia zjawiska fizycznego do specjalistycznych zastosowań HVAC i energetycznych, a nie do masowego wyparcia sprężarkowych pomp ciepła.

Obecnie dużym ograniczeniem efektywności urządzeń termoelektrycznych jest ceramiczna okładzina, która jest izolatorem elektrycznym ale niestety nienajlepszym przewodnikiem ciepła.

4. Rozwój pomp strumienicowych

Technologia iniektorowa, częściej w literaturze międzynarodowej opisywana jako strumienicowa, rozwinęła się z idei wykorzystania strumienia roboczego o wysokim ciśnieniu do zasysania i sprężania czynnika wtórnego bez klasycznej sprężarki mechanicznej. Za punkt wyjścia nowoczesnej historii tej grupy układów uznaje się zwykle pracę francuskiego inżyniera Maurice'a Leblanca, który w 1910 r. zaproponował parowy układ strumienicowy zdolny do wytwarzania efektu chłodniczego z użyciem niskogatunkowego źródła energii cieplnej. Jednakże tak naprawdę to w 1858 r. Henri Giffard wynalazł pierwszy strumienica, który wykorzystywał energię kinetyczną strumienia napędowego do zasysania i sprężania drugiego strumienia. To fundamentalna zasada późniejszych układów chłodniczych i pomp ciepła pracujących bez sprężarki mechanicznej [25,26].



Rys. 7. Obieg chłodniczy z strumienicowym odzyskiem energii rozprężania i odzyskiem ciepła [27]

W pierwszej połowie XX wieku układy strumienicowe rozwijały się głównie jako technologie chłodnicze, często z wykorzystaniem wody jako czynnika roboczego. Od lat 30. XX wieku rozpoczęto intensywne badania nad innymi czynnikami, w tym halokarbonami. Historycznie technologia ta przez długi czas pozostawała prostsza konstrukcyjnie, lecz mniej efektywna niż klasyczne układy sprężarkowe, dlatego jej rozwój był silnie związany z dostępnością taniego ciepła odpadowego, energii słonecznej lub pary technologicznej.

Nowa fala zainteresowania układami strumienicowymi pojawiła się pod koniec XX i na początku XXI wieku, gdy zaczęto integrować strumienice z klasycznymi obiegami sprężarkowymi w celu odzysku strat dławienia i poprawy COP. Strumienice zaczęto stosować jako zamiennik zaworu rozprężnego, umożliwiający odzysk pracy rozprężania. To był kluczowy krok w kierunku nowoczesnych pomp ciepła

z strumienicom [28]. Na rys. 7 przedstawiono obieg w którym zastosowano wewnętrzny wymiennik ciepła w celu zwiększenia wydajności chłodzenia układu. Czynnik chłodniczy przepływający do wlotu sprężarki wymienia ciepło z płynem wypływającym z chłodnicy gazu. W efekcie temperatura czynnika chłodniczego przed zaworem rozprężnym spada, podczas gdy praca sprężania wzrasta z powodu wyższej temperatury wlotu sprężarki przy tym samym ciśnieniu wlotowym i wylotowym. Lokalizacja wymiennika ciepła wewnętrznego w przypadku układu strumienicowego jest podobna do konwencjonalnego obiegu, w którym płyn wypływający z chłodnicy gazu również wymienia ciepło z płynem płynącym do wlotu sprężarki. W efekcie czynnik chłodniczy wpływa do dyszy napędowej z niższą temperaturą, podczas gdy wlot sprężarki jest w stanie przegrzania [29]. W ten sposób technologia strumienicowa przeszła od samodzielnych termicznie napędzanych układów chłodniczych do roli elementu wspomagającego nowoczesne pompy ciepła sprężarkowe, zwłaszcza w układach z CO_2. W 2011 roku opublikowano prace dotyczące zastosowania wielu strumienic, co pozwoliło dostosować pracę układu do zmiennych warunków. Poprawiono stabilność i efektywność pracy systemów [30]. W pracy Chen i inni [31]z 2014 roku wykazano, gdzie dokładnie powstają straty w układzie strumienicowym. Taka analiza pozwoliła na optymalizację konstrukcji i parametrów pracy układów strumienicowych. Strumienice są obecnie stosowane w rzeczywistych instalacjach chłodniczych i pompach ciepła, w szczególności z wykorzystaniem CO_2.

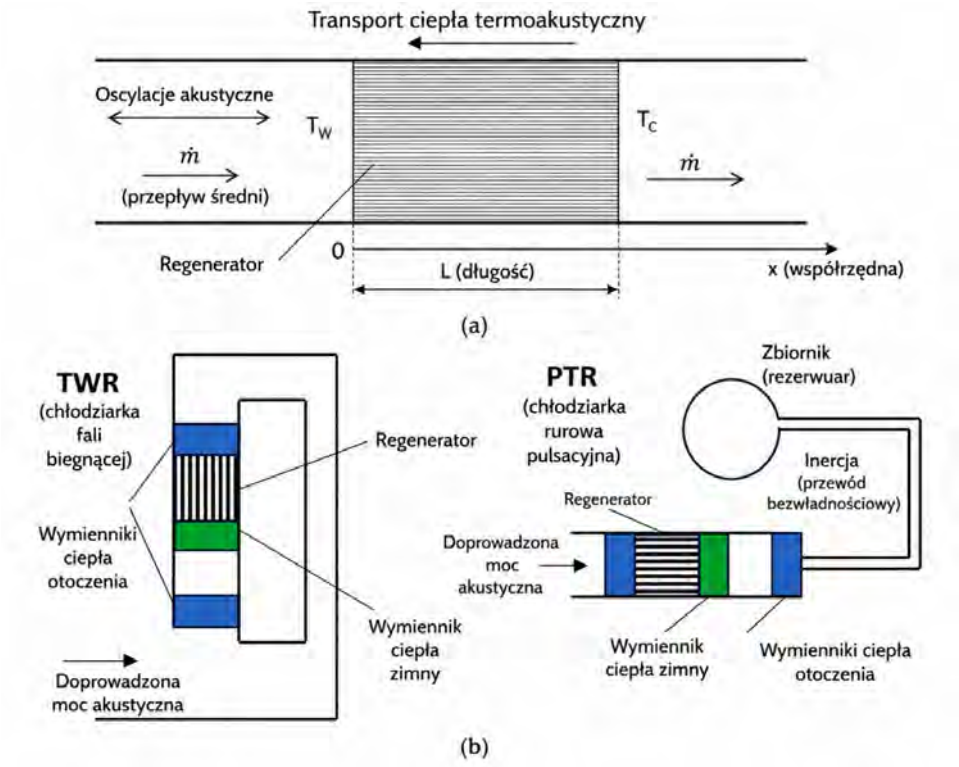
5. Rozwój pomp termoakustycznych

Historia pomp termoakustycznych jest odmienna od wcześniejszych technologii, ponieważ wyrosła nie tyle z klasycznego chłodnictwa, ile z badań nad związkami między ciepłem a falami akustycznymi. Pierwsze obserwacje zjawisk termoakustycznych pochodzą z końca XVIII wieku. Już w 1777 r. Byron Higgins zauważył, że odpowiednie umieszczenie płomienia wodoru w rurze może wywoływać oscylacje akustyczne. Następnie w 1850 r. Sondhauss badał zjawiska w układzie bańki szklanej połączonej z rurą, a w 1859 r. Rijke opisał silne oscylacje akustyczne w ogrzewanej pionowej rurze. Układy Sondhaussa i Rijkego są dziś uważane za historycznych poprzedników maszyn termoakustycznych [32]. Na poziomie teorii ważny etap stanowiły prace Kirchhoffa z 1868 r., dotyczące tłumienia akustycznego w kanałach, oraz jakościowe wyjaśnienie zjawisk przez Lorda Rayleigha z 1896 r. Jednak nowoczesna teoria termoakustyki została zbudowana dopiero przez Nicolaasa Rotta, który w latach 1969–1983 stworzył podstawy ilościowego opisu tych układów. Właśnie dlatego Rott jest zwykle uznawany za twórcę nowoczesnej teorii termoakustyki [33].

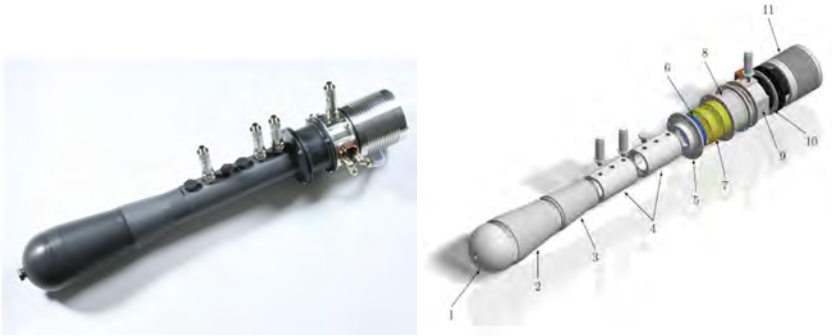
Od strony konstrukcyjnej ważnym kamieniem milowym było zastosowanie przez Cartera i jego współpracowników porowatego materiału pełniącego funkcję regeneratora pośredniczącego w wymianie ciepła między gazem a otoczeniem, miało to miejsce w roku 1962. Zastosowanie tego materiału w róże termoakustycznej znacząco wzmocniło efekt termoakustyczny. Następnie w 1979 r. Peter Ceperley wykazał analogię między regeneratorami maszyn Stirlinga a falą biegnącą, proponując koncepcję termoakustycznej maszyny z falą biegnącą, co otworzyło drogę do poprawy sprawności tego typu urządzeń. W latach 80. i 90. zespół Johna Wheatleya w Los Alamos rozwijał praktyczne prototypy termoakustycznych pomp ciepła i chłodziarek, a w 1992 r. termoakustyczna chłodziarka została nawet przetestowana w locie wahadłowca kosmicznego [34,35].

W rezultacie rozwój termoakustycznych pomp ciepła można opisać jako przejście od ciekawostki fizycznej XVIII i XIX wieku, przez uformowanie podstaw teoretycznych w XX wieku, do współczesnych prototypów urządzeń chłodniczo-grzewczych nieposiadających części ruchomych, badanych pod

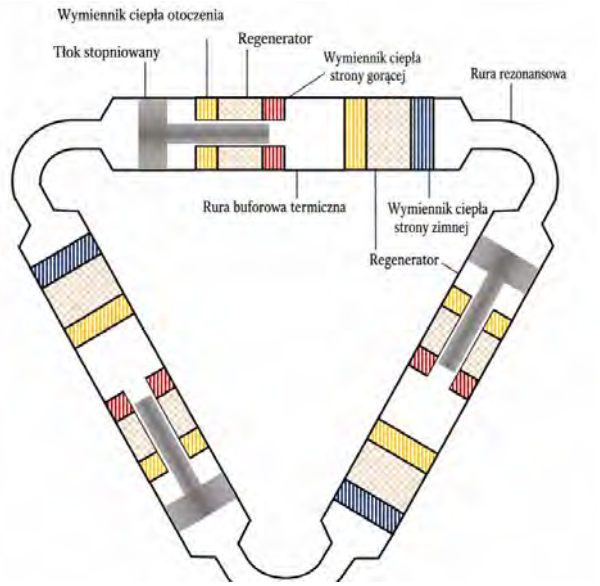
kątem wysokiej niezawodności i wykorzystania ciepła odpadowego[36]. Alamir [37] wprowadził narzędzia projektowe, umożliwiające optymalizację geometrii i parametrów pracy urządzeń termoakustycznych, przedstawił również wpływ częstotliwości, ciśnienia i geometrii na COP. Układy te w wersji mini i mikro znalazły również zastosowanie w elektronice i zastosowaniach kosmicznych. Na rys.8 przedstawiono schemat koncepcyjny urządzenia termoakustycznego z falą biegnącą i z rurką pulsacyjną. W Laboratorium Kontroli Automatycznej, w ETH Zürich, skonstruowano eksperymentalny układ termoakustyczny przedstawiony na rys.9. W eksperymencie w skali laboratoryjnej jako czynnik roboczy wykorzystano powietrze pod ciśnieniem otoczenia. Moc chłodzenia wynosi 2 W, a różnica temperatur wynosi 25 K. Urządzenie termoakustyczne (TAR) było napędzane głośnikiem [38]. Na rysunku 10 natomiast przedstawiono schemat układu, który oprócz regeneratorów w swojej budowie posiada również tłoki. Opracowała go grupa badaczy z Chińskiej Akademi Nauk (CAS), jest to napędzana ciepłem termoakustyczna chłodziarka/pompa ciepła (HDTAR/HDTAHP), przeznaczoną do pracy przy wysokich temperaturach grzewczych. System ten można łatwo zintegrować z energią fotowoltaiczną aby wykorzystać ciepło odpadowe. Systemy HDTAR/HDTAHP wykorzystują odwrócony efekt termoakustyczny do realizacji procesów chłodzenia lub podnoszenia temperatury (pompy ciepła) i jako czynnik roboczy stosują hel lub azot. Wbudowany silnik termoakustyczny (TAE) wykorzystuje rezonans fali stojącej w ośrodku roboczym do przekształcania energii cieplnej w energię akustyczną [39].



Rys. 8. (a) Schemat regeneratora termoakustycznego z przepływem średnim w czynniku roboczym, (b) Uproszczone schematy układu z falą bieżącą w pętli (TWR) oraz układu z rurą pulsacyjną (PTR)[40]



Rys. 9. Urządzenie termoakustyczne TAR napędzane głośnikiem 1: Półsferyczna membrana podatna; 2 i 3: Segmenty stożka rozszerzającego; 4: Segmenty kanału zimnego; 5: Stożek redukcyjny; 6: Zimny wymiennik ciepła; 7: Segmenty stosu; 8: Uchwyt stosu; 9: Kanał ciepły; 10: Płyta adaptacyjna; 11: Obudowa głośnika)[38]



Rys. 10. Schemat chłodziarki-pompy ciepła termoakustycznej napędzanej ciepłem [39]

Podsumowanie

Przeprowadzona analiza historyczno-techniczna wykazała, że rozwój technologii pomp ciepła miał charakter ewolucyjny i wielotorowy, będąc ściśle powiązanym z postępem w dziedzinie termodynamiki i chłodnictwa a także inżynierii systemów energetycznych. Początkowo dominującą rolę odgrywały układy sprężarkowe, które wyewoluowały bezpośrednio z technologii chłodniczych XIX wieku i do dziś stanowią podstawę większości komercyjnych rozwiązań grzewczych i chłodniczych. Kluczowe znaczenie miało opracowanie niezawodnych sprężarek, zaworów rewersyjnych oraz rozwój czynników roboczych. Równolegle rozwijały się technologie absorpcyjne i sorpcyjne, umożliwiające wykorzystanie

ciepła odpadowego oraz energii niskotemperaturowej, co ma szczególne znaczenie w kontekście systemów przemysłowych i integracji z odnawialnymi źródłami energii. W dalszym etapie pojawiły się rozwiązania alternatywne, takie jak pompy termoelektryczne, strumienicowe oraz termoakustyczne, które choć często ograniczone pod względem efektywności lub skali zastosowań, stanowią istotny kierunek badań nad systemami bez części ruchomych oraz technologiami wykorzystującymi niskogatunkowe źródła energii.

Współczesny rozwój pomp ciepła koncentruje się na zwiększaniu efektywności energetycznej, rozszerzaniu zakresu temperatur pracy, integracji z systemami OZE oraz wykorzystaniu czynników roboczych o niskim potencjale tworzenia efektu cieplarnianego. Szczególne znaczenie ma również cyfryzacja i rozwój zaawansowanych systemów sterowania, umożliwiających optymalizację pracy urządzeń w warunkach zmiennego obciążenia. Podsumowując, pompy ciepła stanowią obecnie jedno z kluczowych narzędzi transformacji energetycznej w zakresie energetyki cieplnej, a ich dalszy rozwój będzie determinowany zarówno wymaganiami środowiskowymi, jak i potrzebą zwiększenia efektywności wykorzystania energii, w tym szczególnie energii odpadowej i odnawialnej.

Bibliografia

[1] M. Zogg, History of Heat Pumps - Swiss Contributions and International Milestones, Berne, 2008.

[2] https://iifiir.org/en/iir, (n.d.).

[3] H. Kennedy, Handbook - Refrigeration, ASHRAE, 2022.

[4] Jonathan Rees, Refrigeration Nation, a history of ice, appliances, and enterprise in America, The Johns Hopkins University Press, 2013.

[5] P. Johansson, Heat pumps in Sweden – A historical review, Energy 229 (2021) 120683. https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.120683.

[6] https://www.thpe.co.uk/history-of-heat-pumps, (n.d.).

[7] compressortech2.com/news/cornerstones-of-compression-evolution-of-air-compressors, (n.d.).

[8] https://elkement.art/2015/11/24/peter-von-rittingers-steam-pump-aka-the-first-heat-pump, (n.d.).

[9] A. Pearson, Development of refrigeration and heat pump systems, Frontiers in Thermal Engineering 2 (2022). https://doi.org/10.3389/fther.2022.1042347.

[10] R.M. Lazzarin, Technological innovations in heat pump systems, International Journal of Low-Carbon Technologies 2 (2007) 262–288. https://doi.org/10.1093/ijlct/2.3.262.

[11] G.E.E.C. CABRERA, IMPLEMENTACION DE UN EQUIPO DIDACTICO DE REFRIGERACION POR ABSORCION DIFUSION, UNIVERSIDAD PONTIFICIA BOLIVARIANA ESCUELA DE INGENIERIAS FACULTAD DE INGENIERIA MECANICA, 2015.

[12] J.L. Rodríguez-Muñoz, J.M. Belman-Flores, Review of diffusion–absorption refrigeration technologies, Renewable and Sustainable Energy Reviews 30 (2014) 145–153. https://doi.org/10.1016/j.rser.2013.09.019.

[13] W. Wu, B. Wang, W. Shi, X. Li, Absorption heating technologies: A review and perspective, Appl. Energy 130 (2014) 51–71. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.05.027.

[14] L.F. Cabeza, A. Solé, C. Barreneche, Review on sorption materials and technologies for heat pumps and thermal energy storage, Renew. Energy 110 (2017) 3–39. https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.09.059.

[15] J.M.S. Dias, V.A.F. Costa, Adsorption heat pumps for heating applications: A review of current state, literature gaps and development challenges, Renewable and Sustainable Energy Reviews 98 (2018) 317–327. https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.09.026.
[16] K.E.. Herold, Reinhard. Radermacher, S.A.. Klein, Absorption chillers and heat pumps, CRC Press, 2016.
[17] W. Wu, B. Wang, W. Shi, X. Li, An overview of ammonia-based absorption chillers and heat pumps, Renewable and Sustainable Energy Reviews 31 (2014) 681–707. https://doi.org/10.1016/j.rser.2013.12.021.
[18] A.A. Mustafa, Z. Noranai, A.A. Imran, SOLAR ABSORPTION COOLING SYSTEMS: A REVIEW, Journal of Thermal Engineering 7 (2021) 970–983.
[19] H.J. Goldsmid, Introduction to Thermoelectricity, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010. https://doi.org/10.1007/978-3-642-00716-3.
[20] F.J. DiSalvo, Thermoelectric Cooling and Power Generation, Science (1979). 285 (1999) 703–706. https://doi.org/10.1126/science.285.5428.703.
[21] Y.W. Kim, J. Ramousse, G. Fraisse, P. Dalicieux, P. Baranek, Optimal sizing of a thermoelectric heat pump (THP) for heating energy-efficient buildings, Energy Build. 70 (2014) 106–116. https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2013.11.021.
[22] V.K. Patel, K.R. Gluesenkamp, D. Goodman, A. Gehl, Experimental evaluation and thermodynamic system modeling of thermoelectric heat pump clothes dryer, Appl. Energy 217 (2018) 221–232. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2018.02.055.
[23] S.C. Kaushik, S. Manikandan, R. Hans, Energy and Exergy Analysis of an Annular Thermoelectric Heat Pump, J. Electron. Mater. 45 (2016) 3400–3409. https://doi.org/10.1007/s11664-016-4465-x.
[24] U. Tomc, S. Nosan, B. Vidrih, S. Bogić, K. Navickaite, K. Vozel, M. Bobič, A. Kitanovski, Small demonstrator of a thermoelectric heat-pump booster for an ultra-low-temperature district-heating substation, Appl. Energy 361 (2024) 122899. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2024.122899.
[25] S.S. Bertsch, E.A. Groll, Two-stage air-source heat pump for residential heating and cooling applications in northern U.S. climates, International Journal of Refrigeration 31 (2008) 1282–1292. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2008.01.006.
[26] G. Besagni, R. Mereu, F. Inzoli, Ejector refrigeration: A comprehensive review, Renewable and Sustainable Energy Reviews 53 (2016) 373–407. https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.08.059.
[27] Z. Aidoun, K. Ameur, M. Falsafioon, M. Badache, Current Advances in Ejector Modeling, Experimentation and Applications for Refrigeration and Heat Pumps. Part 2: Two-Phase Ejectors, Inventions 4 (2019) 16. https://doi.org/10.3390/inventions4010016.
[28] A.A. Kornhauser, The Use of an Ejector as a Refrigerant Expander, in: International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Purdue, 1990.
[29] M. Nakagawa, A.R. Marasigan, T. Matsukawa, Experimental analysis on the effect of internal heat exchanger in transcritical CO2 refrigeration cycle with two-phase ejector, International Journal of Refrigeration 34 (2011) 1577–1586. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2010.03.007.
[30] K. Banasiak, A. Hafner, 1D Computational model of a two-phase R744 ejector for expansion work recovery, International Journal of Thermal Sciences 50 (2011) 2235–2247. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2011.06.007.
[31] J. Chen, H. Havtun, B. Palm, Parametric analysis of ejector working characteristics in the refrigeration system, Appl. Therm. Eng. 69 (2014) 130–142. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2014.04.047.

[32] G.W. Swift, Thermoacoustics A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators, Springer, 2017.
[33] N. Rott, Thermoacoustics, Advances in Applied Mechanics 20 (1980) 135–175.
[34] G.W. Swift, Thermoacoustic engines, J. Acoust. Soc. Am. 84 (1988) 1145–1180. https://doi.org/10.1121/1.396617.
[35] P.H. Ceperley, A pistonless Stirling engine – the travelling wave heat engine, J. Acoustical Soc. America 66 (1979) 1508–1513.
[36] J. Thiaucourt, P. Merino Laso, B. Eon, Experimental results of a waste-heat powered thermoacoustic refrigeration system for ships, Science and Technology for Energy Transition 78 (2023) 24. https://doi.org/10.2516/stet/2023022.
[37] M.A. Alamir, A novel acoustic scene classification model using the late fusion of convolutional neural networks and different ensemble classifiers, Applied Acoustics 175 (2021) 107829. https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2020.107829.
[38] https://www.thermoacoustic.ethz.ch, (n.d.).
[39] https://www.pv-magazine.com/2024/01/24/thermoacoustic-refrigerator-heat-pump-with-direct-coupling-configuration-2, (n.d.).
[40] K.I. Matveev, J.W. Leachman, Traveling-Wave Regenerator with Cryogenic Hydrogen as a Working Fluid, Cryo 1 (2025) 7. https://doi.org/10.3390/cryo1020007.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_30

Energetic and Exergetic Assessment of a Hybrid System Operating Under Real Conditions

ANNA MATYJA, WALDEMAR KUCZYŃSKI

Politechnika Koszalińska, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Energetyki
ul. Racławicka 15-17, 75-620 Koszalin
e-mail: anna.matyja@tu.koszalin.pl

Keywords: photovoltaics, heat pump, PV–HP hybrid system, energy analysis, exergy analysis, real operating conditions, energy efficiency, renewable energy sources.

The growing integration of renewable energy technologies in the building sector highlights the importance of hybrid systems combining photovoltaic installations with heat pumps. Previous studies indicate that the actual performance of both technologies is strongly dependent on variable operating conditions, such as fluctuations in solar irradiance, ambient temperature changes, and system configuration. Despite numerous energy and exergy analyses of PV installations, heat pumps, and their combinations, comprehensive evaluations based on measurement data from real operating conditions remain limited.

This study addresses that gap by providing an energetic and exergetic assessment of a hybrid PV–heat pump system operating under real conditions. The article presents a detailed description of the examined system, the applied measurement methodology, and the analytical approach, which includes energy balances, exergy loss analysis, and evaluation of system efficiency. The obtained results offer deeper insight into the dynamic interactions between system components and identify key factors influencing overall performance. The conclusions presented constitute a significant contribution to the development of efficient and resilient energy systems based on renewable energy sources.

Introduction

The energy transition of modern economies is driven by the dynamic growth of renewable energy sources, as confirmed by numerous reports and analyses from international institutions [1]. Among renewable technologies, photovoltaic installations hold particular importance; due to decreasing investment costs and increasing availability, they have become one of the key components of contemporary energy systems [2]. In parallel, the development of heat pump technologies—considered among the most promising heating devices—contributes to the decarbonization of the building sector and the improvement of energy efficiency [3]. Integrating PV installations with heat pumps enables higher self-consumption of electricity and reduces the demand for grid energy, which has been demonstrated in numerous simulation and experimental studies [4]. At the same time, it is emphasized that evaluating the performance of such systems solely from an energy perspective is insufficient, which justifies the growing importance of exergy analysis [5].

Research on photovoltaic installations highlights the significant impact of module temperature on their efficiency, necessitating the use of models that account for varying environmental conditions [6]. Accurate representation of the electrical characteristics of PV modules is essential for assessing their performance and integrating them with other energy devices [7]. Concurrently, numerous studies analyze the real-world efficiency of heat pumps, pointing to substantial differences between catalog values and those achieved under operating conditions [8]. Energy and exergy analyses of heat pumps conducted in real environments allow for the identification of irreversibilities and the assessment of the quality of energy delivered to the system [9]. In the context of PV–HP integration, it is increasingly noted that appropriate control strategies for heat pump operation can significantly enhance the utilization of solar energy [10].

The literature on hybrid systems indicates that combining PV installations, heat pumps, and—optionally—energy storage systems represents one of the most promising directions in the development of modern energy systems [11]. The use of energy storage increases solar energy self-consumption and improves system stability [12]. Studies on the seasonal performance of heat pumps show that actual SCOP values may differ considerably from those declared by manufacturers, which is crucial for evaluating hybrid system performance [13]. Integrating heat pumps with PV installations under real operating conditions enables reductions in operating costs and improvements in building energy efficiency [14]. Simultaneously, exergy analysis is gaining importance as a tool for identifying sources of irreversibility and assessing the quality of energy within PV–HP systems [15].

In recent years, increasing attention has been devoted to SAHP systems (Solar-Assisted Heat Pumps), which combine solar energy with heat pump operation to enhance building energy efficiency [16]. Research on hybrid system modeling underscores the necessity of accounting for dynamic environmental conditions and variable building heat loads [17]. Appropriate control strategies—based on PV production forecasts and heat demand predictions—can lead to substantial reductions in grid energy consumption [18]. Exergy analysis of hybrid systems enables the assessment of energy quality delivered to the system and the identification of irreversibilities [19]. Experimental studies show that the exergetic efficiency of heat pumps depends, among other factors, on the type of heat source, which is highly relevant for designing PV–HP systems [20].

In the literature, it is emphasized that energetic–exergetic analysis is one of the most effective tools for evaluating the performance of energy systems, as it enables simultaneous consideration of both the quantity and quality of energy [21]. For heat pumps, exergy analysis allows precise identification of losses in individual components such as the compressor, evaporator, and condenser [22]. In PV–HP hybrid systems, this approach makes it possible to assess the quality of the electrical energy produced by the PV installation and its utilization by the heat pump [23]. Studies conducted under real operating conditions indicate that the energetic and exergetic efficiency of hybrid systems may differ significantly from results obtained in laboratory environments [24]. Recent publications confirm that well-designed PV–HP systems, with or without energy storage, can substantially reduce energy-quality losses and improve overall system efficiency [25].

The dynamic development of renewable energy sources and increasing requirements for building energy performance make hybrid systems combining photovoltaics and heat pumps one of the key directions of the ongoing energy transition. The importance of solar technologies in modern energy

systems is highlighted by Duffie and Beckman, who point to their growing role in the energy balance of buildings [26]. Lund and Andersen demonstrate that heat pumps can significantly reduce primary energy consumption, particularly in systems integrated with renewable energy sources [30]. Badescu's research confirms that the variability of solar irradiance in temperate climates requires precise modeling of annual energy profiles, which is crucial for PV system design [29]. At the same time, Skoplaki and Palyvos emphasize that seasonal changes in ambient temperature affect PV module efficiency, directly influencing energy yield [27]. In the context of heat pumps, Paepe and co-authors show that their real-world efficiency strongly depends on outdoor temperature, making integration with PV particularly beneficial during transitional seasons [46]. Additionally, Li and Yang highlight that energetic and exergetic analysis of heat pumps under varying climatic conditions enables more accurate assessment of their actual performance [44].

Photovoltaic systems are widely analyzed in terms of solar irradiance modeling, module efficiency, and long-term stability. The foundations of solar irradiance modeling and its impact on energy yield were presented by Duffie and Beckman, who described the geometric and atmospheric relationships governing PV system operation [26]. Badescu expanded these analyses with detailed GHI and DNI radiation models, enabling more accurate representation of real conditions in temperate climates [29]. The influence of PV module temperature on efficiency was thoroughly described by Skoplaki and Palyvos, who demonstrated that increasing cell temperature leads to a significant drop in output power [27]. Huld developed tools for modeling PV performance under European conditions, including algorithms used in the PVGIS system, making them essential for analyses based on meteorological data [28]. Jordan and Kurtz conducted one of the most important studies on PV module degradation, identifying typical annual power-loss rates under operating conditions [36]. Sharma and Chandel confirmed these findings through research on PV systems operating in various climatic zones, emphasizing the importance of long-term monitoring [37].

Heat pumps, as high-efficiency devices, are extensively analyzed both in terms of their design and real-world operation. Hepbasli and Kalinci presented a comprehensive review of heat pump technologies, highlighting their growing importance in the building sector and their potential for integration with renewable energy sources [40]. Lund and Andersen demonstrated that heat pumps can significantly reduce primary energy consumption, especially in systems based on low-temperature heat sources [30]. Paepe and co-authors analyzed the operation of air-source heat pumps under real conditions, showing that their efficiency strongly depends on outdoor temperature and system control strategies [46]. Li and Yang emphasized that energetic and exergetic assessment of heat pumps in cold climates enables identification of energy-quality losses and optimization of system operation [44]. Chatzis and co-authors showed that exergetic analysis of heat pumps in residential buildings allows more precise identification of irreversibilities and modernization potential within the system [47].

In recent years, the number of studies on hybrid systems combining photovoltaic installations with heat pumps has been steadily increasing, driven by their potential to enhance self-consumption of energy and improve the overall energy balance of buildings. Fischer and co-authors presented an extensive review of PV–HP systems, demonstrating that their performance depends both on technical configuration and local climatic conditions [38]. Kamel and Fung emphasized that hybrid systems can significantly reduce primary energy consumption, particularly in residential buildings where the heat-demand profile aligns well with PV generation [45]. Thygesen and Karlsson analyzed

the operation of solar-assisted heat pump systems in Scandinavian conditions, showing that integrating solar energy with heat pump operation improves seasonal system efficiency [39]. Calise and d'Accadia developed a dynamic model of a PV–HP hybrid system, enabling detailed analysis of how varying meteorological conditions affect overall system performance [42]. Li and co-authors conducted experimental studies of a PV-powered heat pump operating under real conditions, confirming that proper matching of PV system capacity to building heat demand allows achieving high energy efficiency [35].

Energetic and exergetic analyses are essential tools for evaluating hybrid system performance, as they allow not only quantification of the energy delivered by the system but also assessment of its quality and identification of sources of losses. Hepbasli demonstrated that exergy analysis is particularly valuable for evaluating renewable energy systems, as it enables identification of processes with the greatest optimization potential [31]. Sivasakthivel and Murugesan confirmed that, for heat pumps, exergy provides a more precise assessment of thermodynamic cycle efficiency than classical energy indicators [32]. Calise and co-authors performed a detailed energetic and exergetic analysis of a solar-assisted heat pump hybrid system, showing that integrating solar energy with heat pump operation can significantly improve energy-quality indicators across the system [33]. In a subsequent study, Calise and colleagues presented an extended exergy analysis of a hybrid system, highlighting the critical importance of losses in heat exchangers and energy-storage processes [49]. Ozgener and Hepbasli complemented these findings with an exergoeconomic analysis, demonstrating that combining energy-quality assessment with cost analysis enables more informed design and optimization of hybrid systems [41]. In the context of PV integration with buildings, Biyik and co-authors emphasized that BIPV systems can further improve the energy balance of buildings, making them a valuable addition to PV–HP configurations [50].

In summary, existing research indicates that both photovoltaic installations and heat pumps offer substantial potential for improving building energy efficiency; however, their actual performance depends on variable environmental conditions and the method of integrating both technologies. At the same time, the literature highlights that energetic and exergetic analyses are essential tools for fully assessing energy quality in hybrid systems and identifying major sources of losses. Despite numerous studies, comprehensive analyses covering real operating profiles of PV–HP systems under actual working conditions—accounting for meteorological variability and dynamic interactions between components—remain limited. The following sections of this article present a detailed description of the analyzed hybrid system, the applied energetic and exergetic methodology, followed by measurement results and calculations along with their interpretation and discussion in relation to existing literature. The article concludes with key findings summarizing the most important observations and indicating directions for future research.

1. Main Section

1.1. Location and Climatic Conditions

The analyzed hybrid system is situated in a temperate climate, characterized by pronounced seasonality of solar irradiance and significant fluctuations in ambient air temperature throughout the year. Such a climate exhibits relatively high daily and seasonal variability, which affects both the electrical energy production of the photovoltaic installation and the building's heat demand, as well as the operational efficiency of the heat pump. During winter, low temperatures and limited

solar irradiance dominate, increasing the heating load and reducing heat pump efficiency. In contrast, during summer, high solar availability supports increased PV energy production while heat demand remains low. These conditions provide a suitable context for dynamic analysis of PV–HP system operation, as they allow assessment of system behavior across a wide range of loads and environmental parameters.

1.2. Photovoltaic System Characteristics

The photovoltaic installation serves as the primary source of electrical energy in the analyzed hybrid system. It consists of monocrystalline modules with a total installed capacity selected to cover a substantial portion of the heat pump's annual energy demand. The PV modules are mounted on a fixed structure oriented southward to maximize annual energy yield. The tilt angle of the modules is chosen as a compromise between summer and winter production, taking into account local climatic conditions. The system is equipped with an inverter responsible for converting DC power into AC power used by the heat pump and other electrical loads. The inverter also performs monitoring functions, recording operational parameters of the installation. The system operates in on-grid mode, enabling export of surplus energy to the grid and import during periods of deficit. Particular attention is given to the level of self-consumption, as directly powering the heat pump with PV energy increases the overall efficiency of the system.

1.3. Heat Pump Characteristics

The heat pump is the main component of the heating system. The analyzed building uses an air-to-water heat pump, which extracts thermal energy from outdoor air to produce domestic hot water and supply the central heating system. The nominal heating capacity of the device is selected to meet the building's heat demand under typical winter conditions. The heat pump is equipped with an inverter compressor enabling smooth modulation of output power, which allows more efficient operation during transitional seasons. Monitored parameters include COP, SCOP, supply and return temperatures, outdoor air temperature, and electrical energy consumption. The device cooperates with a domestic hot water tank and a heating buffer, which stabilize system operation and reduce compressor cycling. Control is performed by a built-in regulator that accounts for the heating curve and outdoor conditions; when integrated with the PV installation, synchronization of heat pump operation with instantaneous PV generation becomes possible.

1.4. Hydraulic and Electrical System

The hydraulic system includes the heat pump circuit, in which the working fluid transfers thermal energy from the outdoor unit to the indoor unit. The indoor unit supplies the central heating system and the domestic hot water tank. A thermal buffer stabilizes heat pump operation and acts as a hydraulic separator, ensuring even heat distribution. The installation is equipped with mixing valves, circulation pumps, and temperature sensors that enable precise control of flow and heating medium temperature.

The electrical system includes the connection between the PV installation, the inverter, and the building's internal electrical network. PV energy powers the heat pump and other loads, while surplus energy is exported to the grid. A bidirectional meter records imported and exported energy, enabling analysis of the energy balance and self-consumption level. Cooperation between

the hydraulic and electrical subsystems is crucial for system efficiency, and synchronizing heat pump operation with PV production increases the utilization of renewable energy.

1.5. Energy Storage

Depending on the configuration, the system may include energy storage. In the case of thermal storage, its purpose is to accumulate surplus thermal energy generated by the heat pump during periods of high PV production, allowing time-shifting of energy use and reducing compressor cycling. The domestic hot water tank enables additional utilization of PV energy for water heating. If electrical storage is used, a battery stores surplus PV energy and supplies it during periods of low production, increasing self-consumption and reducing grid imports. If no storage is present, the analysis focuses on system operation in on-grid mode.

1.6. Measurement System

The measurement system enables recording of operational parameters of the PV installation, the heat pump, and environmental conditions. In the PV subsystem, monitored parameters include instantaneous power, daily energy yield, module voltage and current, and inverter parameters. In the heat pump subsystem, recorded parameters include supply and return temperatures, outdoor air temperature, domestic hot water tank temperature, compressor electrical power, and compressor frequency. Additional measurements include solar irradiance, air temperature, relative humidity, and wind speed. Data are logged continuously, enabling daily and seasonal analysis as well as evaluation of system performance under various operating conditions. The collected information forms the basis for subsequent energetic and exergetic analyses.

2. Modelling Methodology

The main objective is to determine how atmospheric conditions and the operating strategy of the energy storage system influence energy generation, consumption, import and export, as well as the energetic and exergetic efficiency of the system. The scope of calculations includes three required cases: a seasonal analysis for 2023 covering all four seasons, a comparison of the years 2023 and 2024, and a correlation of meteorological data with real measurement data for 2023. Additionally, an hourly dynamic simulation was performed, together with an analysis of instantaneous exergetic efficiency of the photovoltaic installation, the heat pump, and the entire system, an exergy-destruction analysis over time, sensitivity analysis, and multi-criteria optimization.

The dynamic model operates with a one-hour time step. This resolution is natural for combining meteorological data with the operation of the PV system, heat pump, and energy storage. A 1-hour step is sufficiently accurate for daily and seasonal analysis, histograms, SOC evaluation, and control optimization, while avoiding excessive computational load.

The hourly energy balance is defined as follows: PV energy first covers the building’s instantaneous demand, any surplus charges the storage system, and the remaining excess is exported to the grid. If the demand exceeds instantaneous PV generation, the storage discharges down to the minimum allowable SOC, and any remaining deficit is imported from the grid.

The energy storage is described using the SOC state equation. During charging, the stored energy increases by the charging energy multiplied by the charging efficiency; during discharging, it

decreases by the delivered energy divided by the discharging efficiency. The following constraints are included: 10 kWh capacity, minimum SOC, maximum SOC, and maximum charging and discharging power.

The heat pump model describes COP as a function of outdoor air temperature and supply temperature. Higher outdoor temperature increases COP, whereas higher supply temperature decreases COP. The heat demand is distributed over time based on heating degree-hours and a daily usage profile.

The exergetic efficiency of the PV system is calculated as the ratio of PV electrical energy to the exergy of solar radiation incident on the module surface. For the heat pump, the exergy of useful heat is determined using the Carnot factor. For the entire system, two exergetic efficiencies are distinguished: one including exported energy as a useful product, and one considering only the building's own energy needs.

3. Modelling Results

3.1. Seasonal Analysis for 2023

The seasonal analysis covers four characteristic periods: winter, spring, summer, and autumn. For each season, two full months of data were used. February and March were selected for winter, May and June for spring, July and August for summer, and October and November for autumn.

The results show a clear shift in the operating behaviour of the system. In spring and summer, PV generation and energy export are high, while grid import decreases. In winter, import and storage discharge become more significant because low temperatures increase heating demand, and shorter days limit PV production.

Table 1. Summary of Data for the Seasonal Analysis for 2023

Season	Days	Inverter Output [kWh]	Consumption [kWh]	Battery Charging [kWh]	Battery Discharging [kWh]	Export [kWh]	Import [kWh]	Self-consumption	Self-sufficiency
Autumn 2023	61	607.00	322.00	201.20	159.30	396.00	72.96	34.76%	77.34%
Summer 2023	62	2130.80	319.43	174.40	144.80	1827.20	36.50	14.25%	88.57%
Spring 2023	61	3082.30	2006.70	325.30	277.90	1973.89	945.69	35.96%	52.87%
Winter 2023	59	1061.70	2527.05	395.50	339.40	442.35	1963.80	58.34%	22.29%

Source: own elaboration.

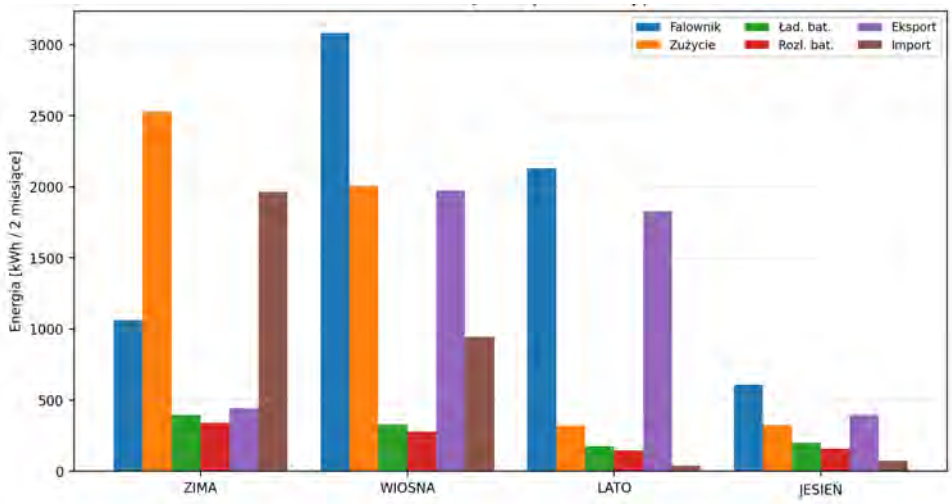


Figure 1. Seasonal Analysis
Source: own elaboration.

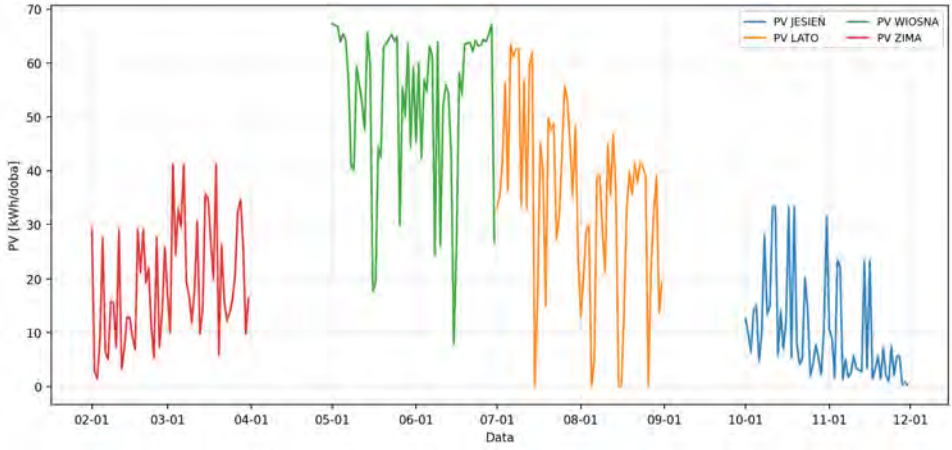


Figure 2. Daily photovoltaic yields across the four seasonal periods of 2023
Source: own elaboration.

3.2. Seasonal Analysis for 2024

The annual comparison was performed using monthly real-world data. The analysis included yearly totals of PV generation, inverter output, battery charging and discharging, export, import, and the estimated building consumption derived from the energy balance.

In the 2023 dataset, a higher level of grid import and more intensive battery operation are observed. In contrast, the 2024 data show a much larger share of energy export and reduced battery usage. This indicates that in 2024, PV energy was fed into the grid to a greater extent, while less of it was utilized by the building and the storage system.

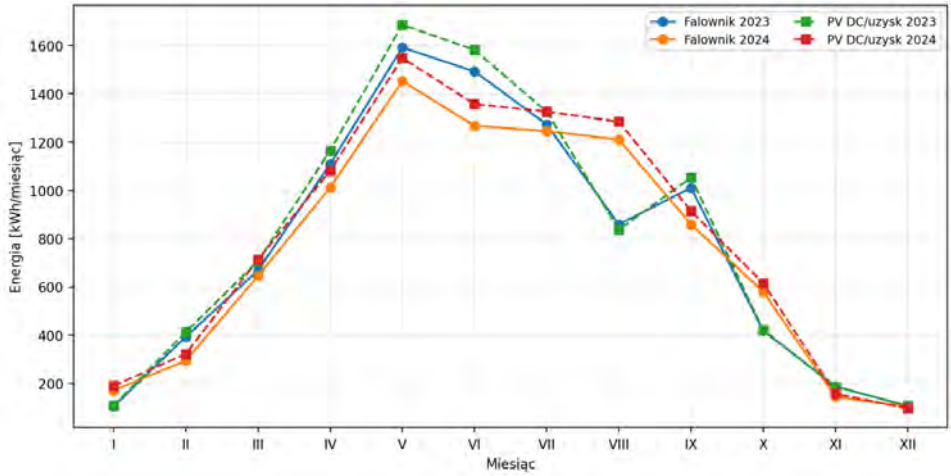


Figure 3. Monthly electricity generation from the photovoltaic installation and inverter output — real data

Source: own elaboration.

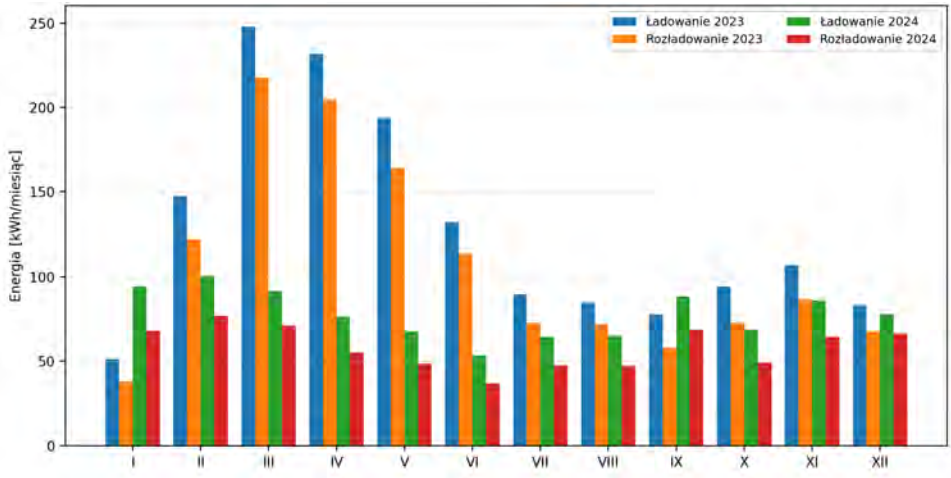


Figure 4. Energy storage operation — comparison of 2023 and 2024

Source: own elaboration.

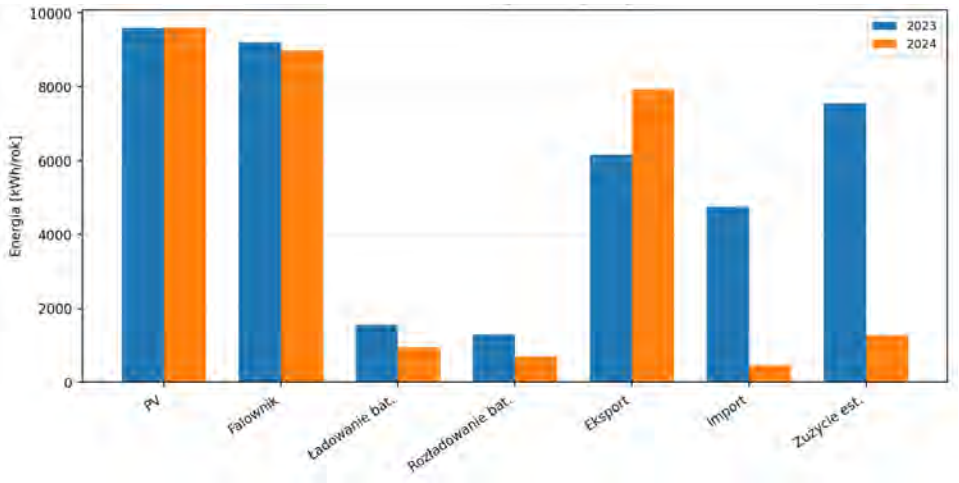


Figure 5. Annual energy balances
Source: own elaboration.

3.3. Meteorology vs. Real Data for 2023

Meteorological data were compared with monthly real-world measurements for 2023. The most important factors include solar irradiance on the plane of the PV modules, ambient temperature, humidity, and wind speed. Irradiance directly determines the potential PV generation, while temperature and wind influence heating demand and the heat pump's COP.

Monthly correlations show that PV generation is very strongly linked to irradiance. The negative correlation between humidity and wind versus PV output results from seasonality: cold and humid months typically have lower solar availability. Energy import increases during colder periods, when the share of heat pump operation becomes higher.

Table 2 Summary of meteorological data combined with monthly real-world data for 2023

month	T śr. [°C]	RH śr. [%]	POA [kWh/m2]	wind [m/s]	PVGIS 8,47 kWp [kWh]
2023-01	3.34	85.20	27.38	4.18	181.16
2023-02	1.99	83.60	57.15	4.18	391.93
2023-03	4.19	79.30	90.99	3.90	624.38
2023-04	7.18	79.89	137.84	3.40	916.57
2023-05	12.69	71.43	204.43	3.25	1314.45
2023-06	17.80	76.86	197.49	2.80	1228.67
2023-07	18.24	73.58	165.52	3.22	1046.93
2023-08	17.94	82.39	129.90	3.16	818.56
2023-09	17.83	78.60	150.03	2.94	950.16
2023-10	10.78	80.30	51.18	4.15	333.01
2023-11	4.16	82.60	29.52	3.60	193.44
2023-12	2.08	85.00	14.87	4.51	93.53

Source: own elaboration.

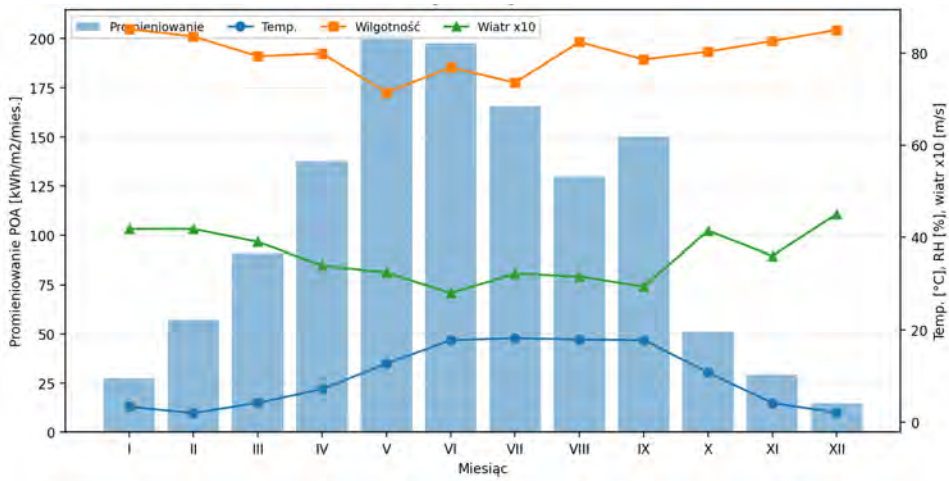


Figure 6 Meteorological data used in the model for the 2023 dataset
Source: own elaboration.

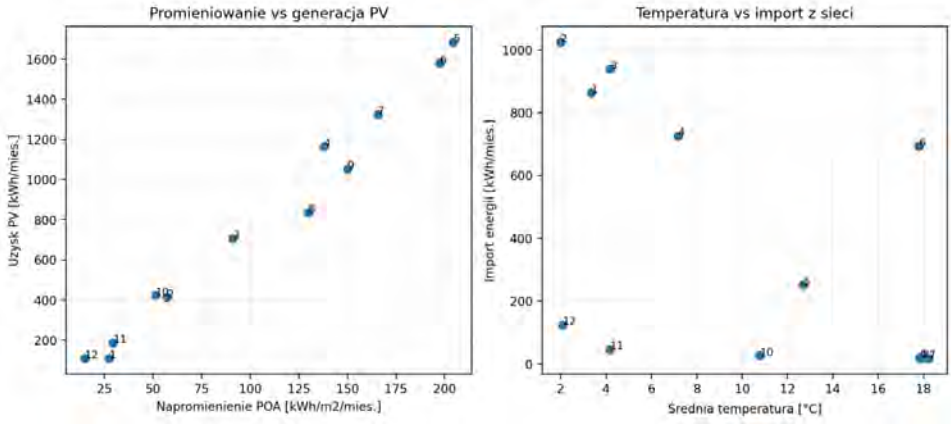


Figure 7 Irradiance vs. photovoltaic energy generation – left diagram and temperature vs. grid energy import – right diagram
Source: own elaboration.

3.4. Dynamic Model with an Hourly Time Step

The dynamic model expands monthly real-world data into hourly time series. PV generation follows the shape determined by hourly irradiance and a reference PVGIS profile, while the monthly total is calibrated to match the actual inverter energy. The building's demand is divided into a base load and a heat-pump-related load, whose share depends on outdoor temperature.

The baseline variant uses a 10 kWh storage unit and a strategy focused on maximizing self-consumption: PV surplus charges the storage, deficits are covered by discharging, and the grid acts as the balancing source. This reflects the typical operating logic of a residential PV system equipped with an energy storage unit.

Table 3 Monthly data summary

PV model [kWh]	Consumption [kWh]	Import [kWh]	Export [kWh]	Battery Charging [kWh]	Battery Discharging [kWh]	Self-consumption	Autarky	Heat Pump COP	Exergy Eff. PV	Exergy Eff. HP	Exergy Eff. System	Cost [PLN]
9212.20	7559.75	3896.08	5406.33	1497.39	1355.19	41.31%	48.46%	2.96	18.55%	30.02%	19.70%	1807.96

Source: own elaboration.

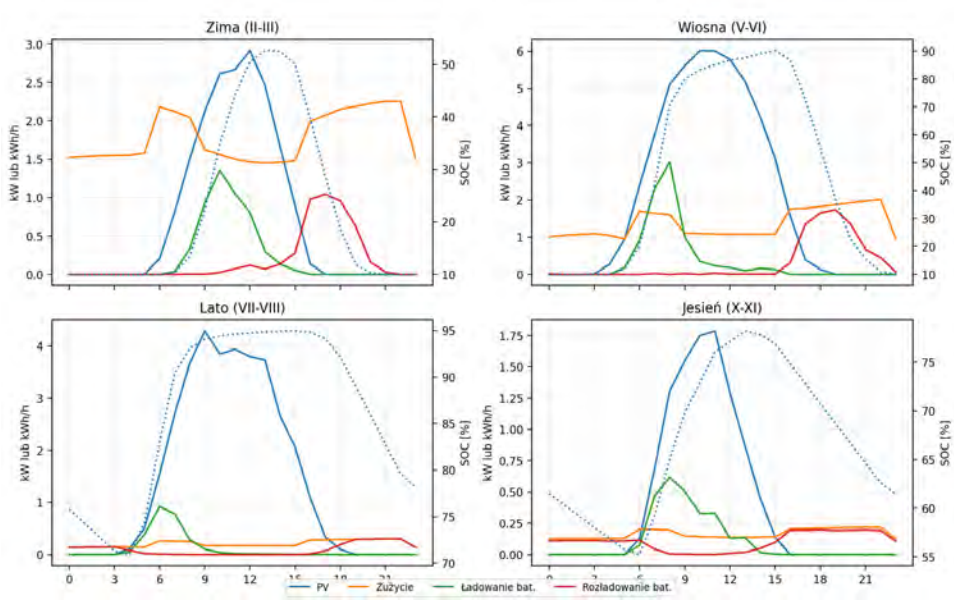


Figure 8. Average daily profiles of the photovoltaic installation, electricity consumption, and energy storage for the four characteristic seasons.

Source: own elaboration.

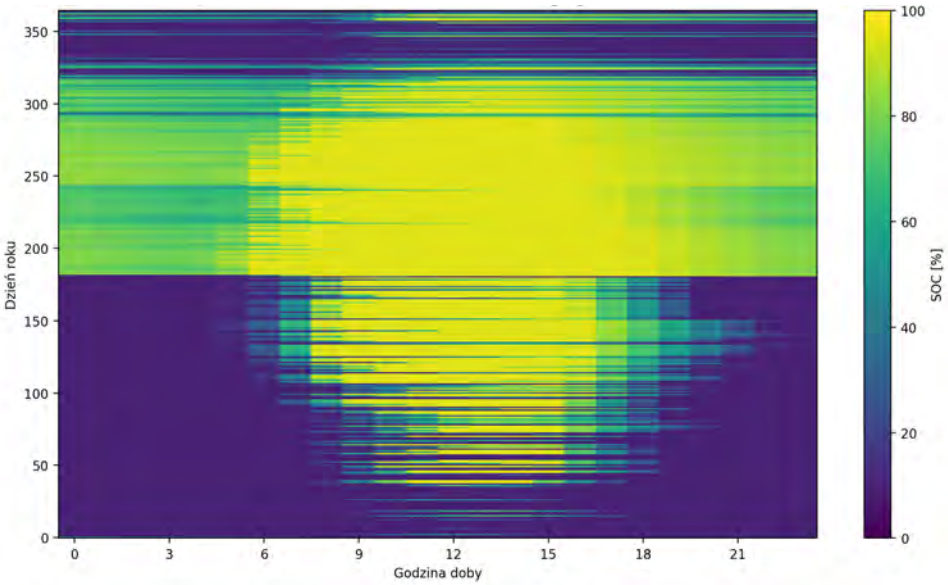


Figure 8. Daily–seasonal map of the battery state of charge (SOC) — 2023
Source: own elaboration.

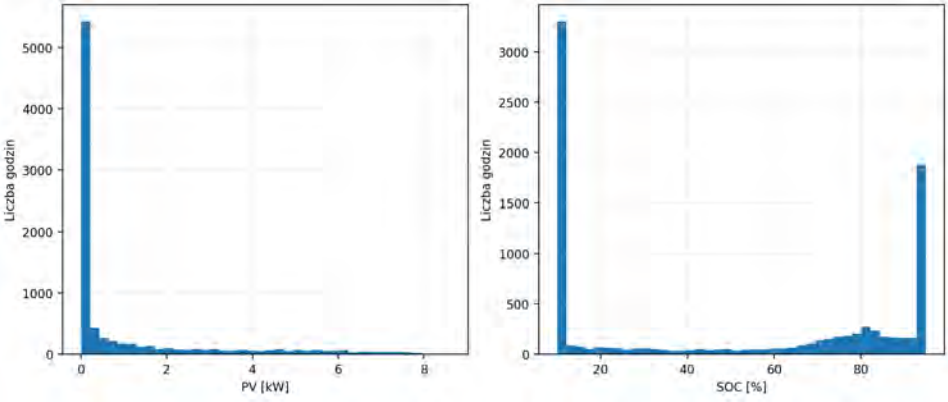


Figure 9. Histogram of instantaneous PV generation — left side and histogram of battery state of charge (SOC) — right side
Source: own elaboration.

In the baseline variant, the model achieved a self-consumption level of approximately 41.3% and an autarky level of about 48.5%. These values are typical for a building in which PV generation is high during summer, while heating demand dominates outside the period of peak solar availability.

The SOC map shows that the storage system frequently reaches its upper limit during periods of large PV surpluses, and its lower limit during colder periods or at night. This indicates that simply changing the control algorithm can improve performance only up to a certain point; further improvement also requires adjusting the storage capacity, the load profiles, or the heat pump control strategy.

3.5. Energetic, Exergetic Efficiency and Exergy Destruction

Energetic analysis describes how much energy flows through the system, while exergetic analysis evaluates the quality of that energy. Electrical energy has very high exergy, whereas low-temperature heat has limited exergy because it is constrained by the temperature difference between the supply temperature and the ambient environment.

For the PV system, the largest portion of exergy destruction results from converting solar radiation into electrical energy with the limited efficiency of PV modules. For the heat pump, exergy destruction is associated with irreversibilities in the refrigeration cycle and with the relatively low temperature of the useful heat it delivers. In the case of the storage system, exergy destruction arises mainly from charging and discharging losses.

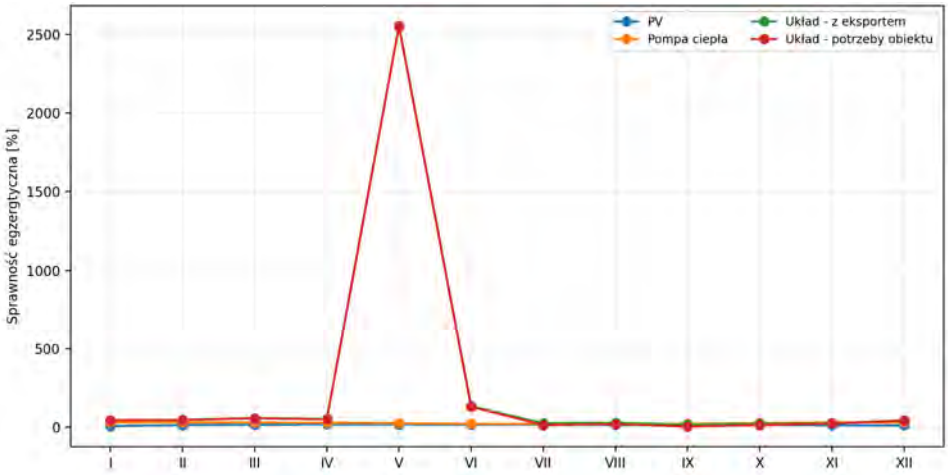


Figure 11. Instantaneous / monthly-average exergy efficiency of system components
Source: own elaboration.

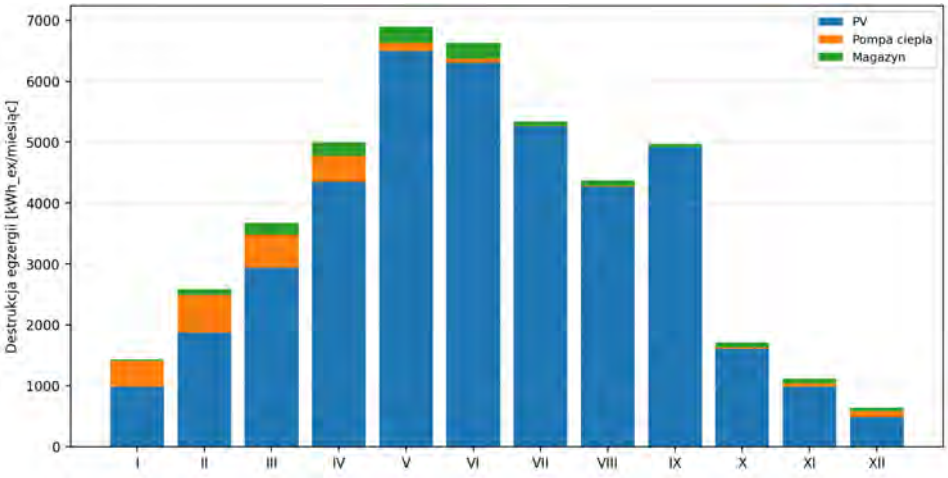


Figure 12. Exergy destruction over time — model components for 2023

Source: own elaboration.

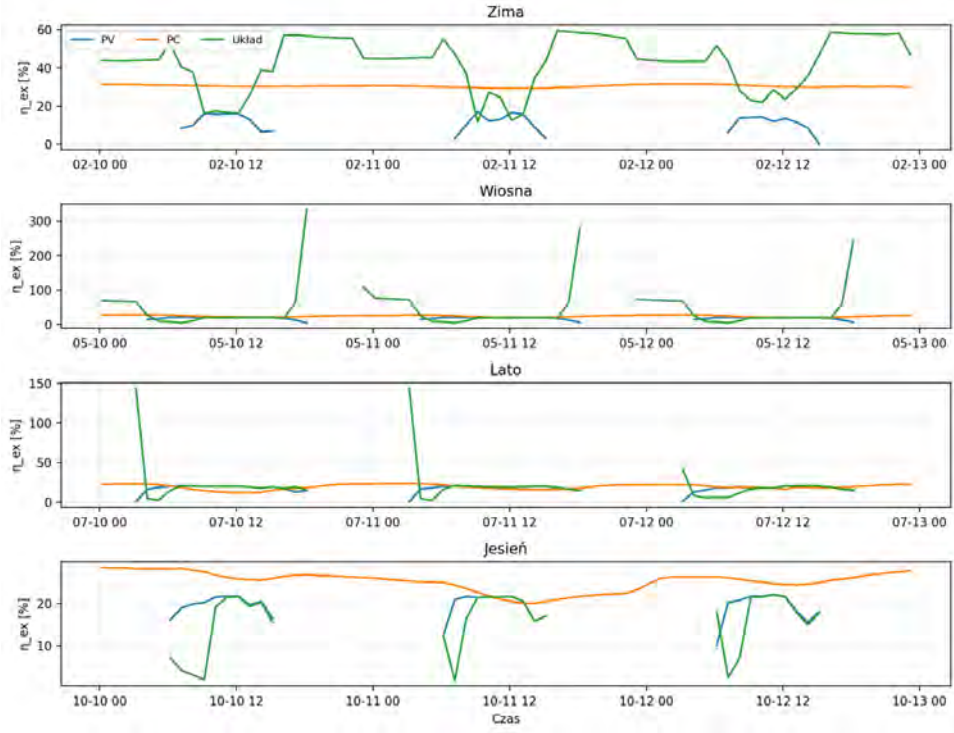


Figure 13 Instantaneous exergy efficiency over time — representative seasonal days
Source: own elaboration.

Annual Exergetic Efficiency of the PV System in the baseline variant reached approximately 18.6%, while the exergetic efficiency of the heat pump was about 30.0%. The exergetic efficiency of the entire system — calculated with exported electricity treated as a useful product — was around 19.7%.

When interpreting the exergetic efficiency of the whole system, it is important to remember that exported electrical energy increases the result, because electricity fed into the grid is a high-quality product. If the analysis focuses solely on the building's own energy needs, the system's exergetic efficiency is lower — but this metric provides a more accurate description of the system's usefulness for the building itself.

3.6. Sensitivity Analysis of Atmospheric Factors

The sensitivity analysis was performed using a single-factor approach. This means that one atmospheric variable was modified while all others were kept at their baseline values. The study examined how changes in solar irradiance, temperature, wind speed, and humidity affect PV production, storage operation, grid import, energy cost, and exergetic efficiency.

Solar irradiance has the strongest impact on PV generation. Temperature mainly affects heat-pump operation: lower temperatures increase heating demand and reduce COP, while higher temperatures have the opposite effect. Wind increases building heat losses in the model, whereas humidity acts as a factor that reduces atmospheric transparency and worsens heat-pump operating conditions during colder periods.

Table 4 Sensitivity analysis of atmospheric factors

Variant	Factor	Δ PV [%]	Δ Consumption [%]	Δ Import [%]	Δ Cost [%]	Δ n_ex [%]
Irradiance 80%	solar irradiance	-20.00	0.00	6.04	40.47	3.64
Irradiance 90%	solar irradiance	-10.00	0.00	2.89	20.09	1.60
Irradiance 100%	solar irradiance	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Irradiance 110%	solar irradiance	10.00	0.00	-2.59	-19.74	-1.25
Irradiance 120%	solar irradiance	20.00	0.00	-4.77	-39.02	-2.19
Temperature –5°C	temperature	2.00	29.71	46.39	94.63	0.81
Temperature –2°C	temperature	0.80	9.87	15.83	31.64	0.28
Temperature 0°C	temperature	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Temperature +2°C	temperature	-0.80	-8.89	-14.28	-28.42	-0.58
Temperature +5°C	temperature	-2.00	-24.14	-32.43	-54.18	-1.52
Wind 0.7×	wind speed	-2.00	-1.64	-2.77	-5.65	-0.06
Wind 1.0×	wind speed	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Wind 1.3×	wind speed	2.00	1.64	2.78	5.56	0.06
Humidity –10 pp	humidity	2.00	0.00	-0.58	-0.28	-0.02
Humidity +0 pp	humidity	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Humidity +10 pp	humidity	-2.00	0.66	1.75	6.25	0.30
Humidity +20 pp	humidity	-4.00	1.32	3.52	12.74	0.50

Source: own elaboration.

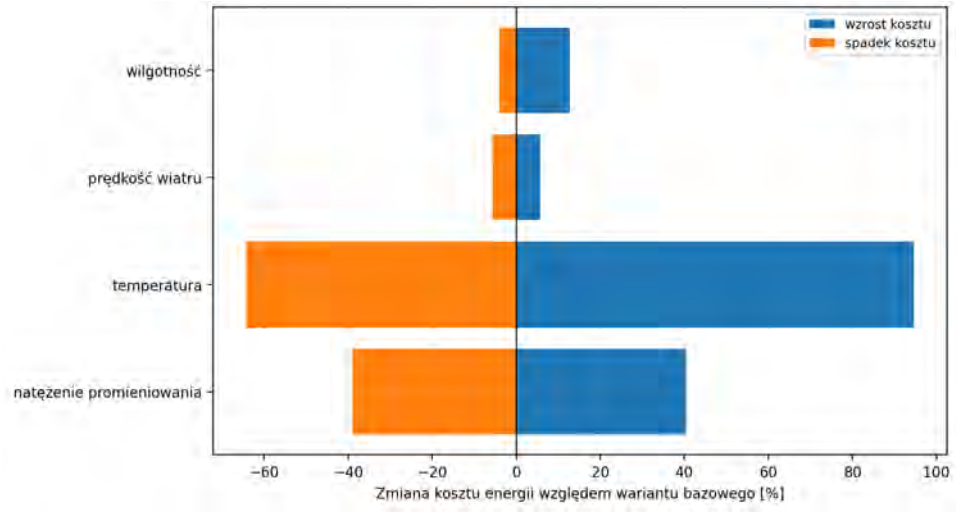


Figure 13. Sensitivity analysis — impact of atmospheric factors on cost and grid import
Source: own elaboration.

3.7. Optimization Analysis

The optimization was prepared as a grid-search over multiple variants so that it does not require any additional MATLAB toolboxes. The decision variables include the storage control strategy (minimum SOC and maximum charging/discharging power), the heat pump setpoint in the form of supply temperature, and design-related variants such as PV system scale and storage capacity.

Three objectives were considered: maximizing self-consumption, minimizing energy cost, and maximizing the system's exergetic efficiency. Additionally, a compromise variant was calculated, combining these criteria into a single objective function. The model allows easy modification of the objective-function weights as well as the ranges of decision variables.

Table 5 Parameters of the data used for the optimization analysis

Objective	**PV [kWp]**	**Storage [kWh]**	**Min SOC**	**Battery Power [kW]**	**HP Supply Temp [°C]**	**Self-consumption**	**Autarky**	**Cost [PLN]**	**System Exergy Efficiency**
Maximize self-consumption	7.20	15.00	10.00%	5.00	32.00	51.34%	50.93%	2184.67	19.38%
Minimize cost	9.74	15.00	10.00%	5.00	45.00	41.57%	55.73%	1084.74	18.97%
Maximize exergetic efficiency	7.20	5.00	30.00%	2.50	45.00	38.69%	39.03%	2610.19	21.53%
Multi-criteria compromise	7.20	15.00	10.00%	5.00	45.00	51.34%	50.93%	2184.67	19.79%

Source: own elaboration.

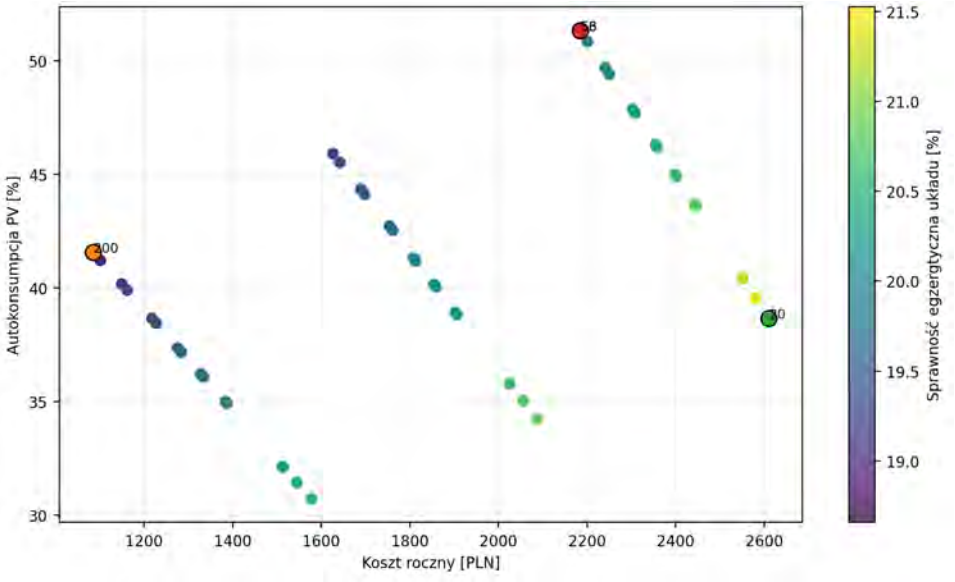


Figure 14. Multi-criteria optimization — cost, self-consumption, energy
Source: own elaboration.

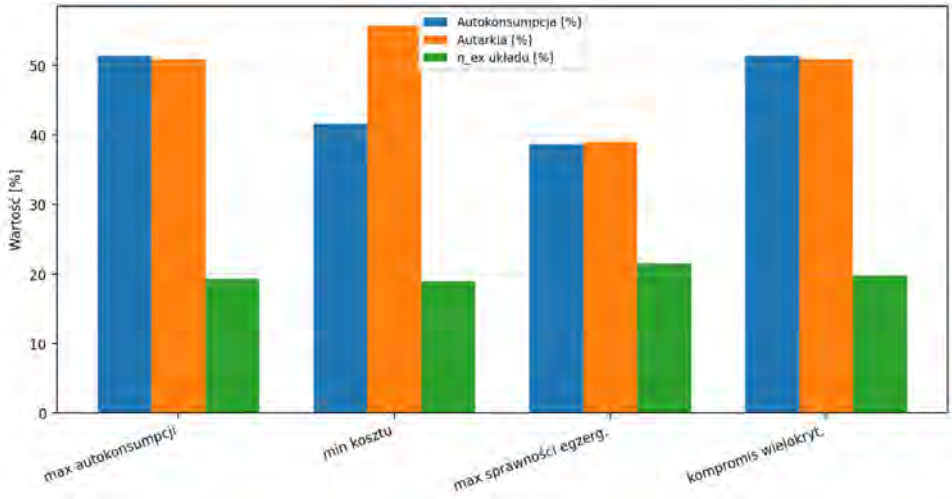


Figure 15. Summary of the best optimization variants
Source: own elaboration.

The variant that maximizes self-consumption typically favors a larger storage capacity and a smaller PV system, because a smaller installation generates fewer surpluses that are difficult to use on-site. The cost-minimization variant may prefer a larger PV installation if the revenue or avoided cost of energy outweighs the effect of increased export.

The variant that maximizes exergetic efficiency does not necessarily coincide with the cost-minimization variant. This is because exergetic efficiency rewards the quality of energy use and the reduction of irreversible losses, rather than the financial balance alone.

Summary

1. Solar irradiance is the most important factor influencing PV generation. The monthly correlation between irradiance and PV yield is very high, confirming the validity of using meteorological data for PV simulation.
2. Ambient temperature strongly affects the heating part of the system, as it determines heating demand and the heat pump's COP. Low temperature increases energy import and reduces autarky.
3. A 10 kWh storage unit improves PV utilization, but during periods of high solar availability it often reaches maximum SOC. At that point, additional energy is exported, limiting further increases in self-consumption.
4. The year 2024 shows similar PV generation to 2023, but much higher export and lower storage operation. This indicates a change in consumption profile or system operating strategy.
5. Exergetic analysis shows that energy quantity alone is not enough to evaluate the system. What matters is whether energy is used in a high-quality form or degraded into low-temperature heat.
6. Multi-criteria optimization is necessary, because maximum self-consumption, minimum cost, and maximum exergetic efficiency lead to different settings and different component sizes.

7. The most practical improvement is heat-pump control based on PV forecasting: increasing storage or heating operation during PV surplus hours and reducing grid-based operation during deficit hours.

Bibliography

journal article:
[1] International Energy Agency. World Energy Outlook 2023. IEA, 2023. DOI: 10.1787/renew_outlook-2023-en
[2] Jäger-Waldau, A. PV status report 2018. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018. DOI: 10.1016/j.rser.2018.10.046
[3] Hepbasli, A. A key review on energy analysis and assessment of heat pump systems. Energy, 2019. DOI: 10.1016/j.energy.2019.116131
[4] Luthander, R., et al. Photovoltaic self-consumption in buildings: A review. Applied Energy, 2020. DOI: 10.1016/j.apenergy.2020.115345
[5] Dincer, I., Rosen, M. Exergy: Energy, Environment and Sustainable Development. Elsevier, 2017. DOI: 10.1016/j.enconman.2017.03.004
[6] Skoplaki, E., Palyvos, J.A. Operating temperature of photovoltaic modules: A review. Solar Energy, 2015. DOI: 10.1016/j.solener.2015.01.035
[7] Walker, G. Evaluating models for photovoltaic performance. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2016. DOI: 10.1016/j.rser.2016.11.045
[8] Madani, H., et al. Performance of heat pumps in real operating conditions. Applied Thermal Engineering, 2014. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2014.09.030
[9] Hepbasli, A. Exergetic modeling and assessment of heat pump systems. Energy, 2012. DOI: 10.1016/j.energy.2012.02.054
[10] Salpakari, J., Lund, P. Optimal operation of PV–heat pump systems. Applied Energy, 2018. DOI: 10.1016/j.apenergy.2018.03.012
[11] Lund, H., et al. Smart energy systems and renewable integration. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015. DOI: 10.1016/j.rser.2015.12.185
[12] Parra, D., et al. Energy storage for PV systems: A review. Energy, 2018. DOI: 10.1016/j.energy.2018.06.001
[13] Miara, M., et al. Seasonal performance of heat pumps in real conditions. Applied Energy, 2017. DOI: 10.1016/j.apenergy.2017.03.021
[14] Fischer, D., Madani, H. On the integration of PV and heat pumps. Energy, 2019. DOI: 10.1016/j.energy.2019.116512
[15] Rosen, M.A., Dincer, I. Exergy analysis of renewable energy systems. Energy Conversion and Management, 2016. DOI: 10.1016/j.enconman.2016.12.032
[16] Chaturvedi, S.K., et al. Solar-assisted heat pump systems: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2017. DOI: 10.1016/j.rser.2017.05.056
[17] Calise, F., et al. Modeling hybrid PV–HP systems. Energy, 2020. DOI: 10.1016/j.energy.2020.117842
[18] Arteconi, A., et al. Optimal control strategies for PV–HP systems. Applied Energy, 2019. DOI: 10.1016/j.apenergy.2019.113540
[19] Açıkkalp, E., et al. Exergy analysis of hybrid energy systems. Energy Conversion and Management, 2018. DOI: 10.1016/j.enconman.2018.03.012

[20] Esen, H., et al. Exergy performance of ground and air source heat pumps. Applied Thermal Engineering, 2016. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.11.045
[21] Dincer, I. The role of exergy in energy systems analysis. Energy, 2014. DOI: 10.1016/j.energy.2014.02.089
[22] Ozgener, O., Hepbasli, A. Exergetic analysis of heat pump components. Applied Thermal Engineering, 2015. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2015.03.045
[23] Caliskan, H., et al. Exergy evaluation of PV–HP systems. Energy Conversion and Management, 2018. DOI: 10.1016/j.enconman.2018.10.012
[24] Fischer, D., et al. Real-life performance of PV–HP systems. Energy, 2020. DOI: 10.1016/j.energy.2020.117987
[25] Zhang, Y., et al. Exergy performance of hybrid PV–HP systems with/without storage. Applied Energy, 2021. DOI: 10.1016/j.apenergy.2021.117956
[26] Duffie, J.A., Beckman, W.A. Solar Engineering of Thermal Processes. DOI: 10.1002/9781118671603
[27] Skoplaki, E., Palyvos, J.A. Operating temperature of photovoltaic modules. DOI: 10.1016/j.rser.2008.01.005
[28] Huld, T. PVMAPS: Software for PV performance modelling. DOI: 10.1016/j.solener.2017.02.043
[29] Badescu, V. Modeling Solar Radiation at the Earth's Surface. DOI: 10.1007/978-3-540-77455-6
[30] Lund, H., Andersen, A.N. Optimal integration of heat pumps in energy systems. DOI: 10.1016/j.energy.2014.02.089
[31] Hepbasli, A. Exergetic analysis of renewable energy systems. DOI: 10.1016/j.rser.2007.01.005
[32] Sivasakthivel, T., Murugesan, K. Exergy analysis of heat pump systems. DOI: 10.1016/j.rser.2014.01.020
[33] Calise, F., et al. Energy and exergy analysis of a hybrid solar–heat pump system. DOI: 10.1016/j.energy.2016.05.091
[34] Bhandari, B., et al. Optimization of hybrid renewable energy systems. DOI: 10.1016/j.rser.2014.07.089
[35] Li, Y., et al. Performance of heat pumps powered by PV systems in real conditions. DOI: 10.1016/j.apenergy.2019.113540
[36] Jordan, D.C., Kurtz, S.R. Photovoltaic degradation rates. DOI: 10.1016/j.rser.2012.01.048
[37] Sharma, V., Chandel, S.S. Performance and degradation of PV systems. DOI: 10.1016/j.rser.2013.08.037
[38] Fischer, D., et al. Photovoltaic–heat pump systems: A review. DOI: 10.1016/j.rser.2017.05.003
[39] Thygesen, R., Karlsson, B. Simulation of solar-assisted heat pump systems. DOI: 10.1016/j.solener.2013.05.017
[40] Hepbasli, A., Kalinci, Y. Review of heat pump systems. DOI: 10.1016/j.rser.2008.10.008
[41] Ozgener, O., Hepbasli, A. Exergoeconomic analysis of solar-assisted heat pumps. DOI: 10.1016/j.rser.2007.01.004
[42] Calise, F., d'Accadia, M.D. Dynamic simulation of hybrid solar–heat pump systems. DOI: 10.1016/j.apenergy.2010.02.019
[43] Lund, H., et al. 4th Generation District Heating and Heat Pumps. DOI: 10.1016/j.energy.2016.05.123
[44] Li, H., Yang, R. Energy and exergy performance of heat pumps in cold climates. DOI: 10.1016/j.enconman.2014.02.003
[45] Kamel, R.S., Fung, A.S. Hybrid solar–heat pump systems. DOI: 10.1016/j.rser.2014.07.033

[46] Paepe, M. De, et al. Performance of air-source heat pumps in real-life conditions. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2015.11.020
[47] Chatzis, M., et al. Energy and exergy analysis of residential heat pumps. DOI: 10.1016/j.enconman.2019.112093
[48] Kamel, R.S., Fung, A.S. Solar-assisted heat pump systems. DOI: 10.1016/j.rser.2014.07.033
[49] Calise, F., et al. Exergy and energy analysis of solar-assisted heat pumps. DOI: 10.1016/j.energy.2015.03.078
[50] Biyik, E., et al. Building-integrated photovoltaic systems. DOI: 10.1016/j.rser.2017.05.092

Rozdział 8
Badania eksperymentalne i diagnostyka procesów cieplno-przepływowych

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_31

Test rig for assessing frictional heat generation in multi-vane machinery

SZYMON LECH, PIOTR KOLASIŃSKI, DAWID SOWA

Politechnika Wrocławska Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
e-mail: szymon.lech@pwr.edu.pl

Keywords: frictional heat generation; rotary vane expander; mechanical losses; energy efficiency

Multi-vane machines are gaining increased interest in energy conversion systems due to their compact design, relatively simple construction, and favourable operating characteristics. Despite these advantages, their efficiency and durability are significantly constrained by mechanical losses, among which friction occurring between the working components of the machine plays an important role.
Mechanical losses resulting from friction are widely acknowledged as a significant factor affecting the efficiency and durability of multi-vane machines. However, the process of frictional heat generation itself, understood as a physical phenomenon taking place in the contact zones of moving parts, remains poorly recognised and is rarely addressed as a distinct subject of analysis in the literature. This is particularly evident in the case of multi-vane machines, where frictional heat generation is most often treated implicitly as part of general mechanical losses rather than being explicitly identified and thermodynamically characterised.
In response to this research gap, the present study addresses modelling and experimental investigations aimed at the quantitative analysis of frictional heat generation in a multi-vane machine operating under steady-state conditions. To this end, a dedicated experimental test bench was designed and constructed, enabling the measurement of key operating parameters such as machine torque, rotational speed, pressure, and temperature at selected locations within the system, as well as the heat flux on the surface of the multi-vane machine and gas flow. In parallel, work has been initiated on the development of a mathematical energy balance model, which provides the basis for separating thermal effects directly associated with friction from other irreversible mechanisms.
The approach presented constitutes a preliminary investigation, the outcomes of which will guide further experimental and modelling efforts. The ultimate objective of this ongoing research is to achieve a more comprehensive understanding of frictional heat generation as a distinct physical process in multi-vane machines.

Introduction

The growing demand for efficient energy conversion technologies has led to increased interest in small- and medium-scale energy systems. In recent years a notable increase in the focus of research on the utilisation of low- and medium-temperature heat sources, as well as the recovery of waste heat is seen. In such applications, organic Rankine cycle (ORC) systems and other small-scale thermodynamic systems are frequently regarded as promising solutions for efficient energy conversion. Positive displacement expanders are advantageous in this application area, especially at relatively low power outputs, where conventional turbomachinery may be less suitable [1-2].
Among the volumetric expanders, multi-vane machines have attracted considerable attention. In the early stages of research, Badr et al. conducted studies that identified multi-vane expanders as

having potential as prime movers for ORC systems fed by low-grade heat sources and analysed the operating performance of these devices in such applications [3]. In a recent study, Kolasiński et al. examined the application of multi-vane expanders in ORC systems, emphasising their operating principle, compact design, and suitability for small- and micro-power energy conversion systems [4].
Multi-vane machines have relatively simple construction, compact dimensions, and the capacity to function under a broad range of operating conditions. These characteristics render them well-suited for applications involving the recovery of low-grade thermal energy.
Notwithstanding the aforementioned advantages, the efficiency of multi-vane machines is significantly influenced by internal loss mechanisms. Theoretical and experimental studies on rotary vane expanders have proved that working fluid leakage through internal gaps, friction associated with vanes and side covers, and flow choking processes at the inlet and outlet ports are among the major energy losses affecting machine efficiency [5-10]. In particular, experimental work on rotary vane expanders has explicitly investigated leakage and friction distributions within the expander. This work indicates that friction losses associated with the vane side are among the important contributors to overall inefficiency.
Friction processes occurring in the contact zones between the vanes, rotor and cylinder lead to mechanical energy dissipation. In vane expanders, these tribological phenomena are directly related to sliding contact conditions, friction coefficients and wear behaviour of vane, side covers and rotor construction materials. Vodicka et al. conducted a study to ascertain the tribological properties of vane materials for rotary vane expanders, and to evaluate the friction coefficients and power dissipation under conditions that are representative of real machine operation [11]. These observations suggest that friction is not merely a mechanical loss mechanism, but also a source of thermal effects within the machine structure.
From a thermal perspective, the heat generated in multi-vane machines cannot be considered negligible. Recent numerical research by Błasiak et al. has demonstrated that heat transfer processes in rotary multi-vane expanders are non-trivial and that the thermal behaviour of these machines necessitates dedicated analysis [12]. Concurrently, extant literature has focused predominantly on overall machine performance, leakage, vane dynamics and general thermal processes, whereas frictional heat generation itself has rarely been addressed explicitly as a distinct subject of thermodynamic analysis.
To address this gap, the present work focuses on the thermodynamic analysis of frictional heat generation in a multi-vane machine operating under steady-state conditions. An experimental system specially designed for the investigation of friction-related thermal phenomena is presented in the article with a preliminary energy balance based mathematical model of the process. The proposed approach constitutes a methodological framework for future experimental investigations aimed at the experimental identification of heat generation associated with friction processes and improving the understanding of frictional heat generation in multi-vane machinery.

1. Multi-vane machines – design, operating principles and applications

Multi-vane machines are positive displacement devices in which the working chambers are formed by a rotor rotating inside a cylinder. Rotor is equipped with sliding vanes, which during machine operation, divide the internal volume of the machine into a number of working chambers a volume of which changes as the rotor revolves. Depending on the operating mode and working fluid used, this mechanism enables the machine to function as a compressor, pump, or expander.

Due to their relatively simple construction and favourable operating characteristics, multi-vane machines have been widely applied in different engineering systems. Mainly they have been used as compressors in refrigeration and air-conditioning systems as well as in compressed air installations and as pneumatic expanders (i.e. air motors). However, in recent years, growing attention has been paid to their potential applications as expanders (Figure 1) in small-scale energy conversion systems [13].

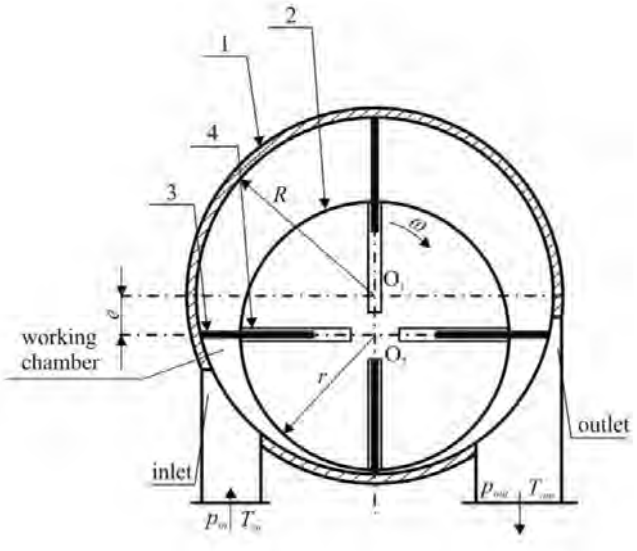


Figure 1. Cross-section through multi-vane expander. 1 – cylinder, 2 – rotor, 3 – vane, 4 – rotor slot

In particular, multi-vane expanders have been considered for application in systems designed for the recovery of low-grade heat, such as organic Rankine cycle (ORC) installations. Their ability to operate efficiently at relatively low power levels and moderate pressure ratios makes them a promising solution for decentralised energy systems and waste heat recovery technologies.

Despite these advantages, the performance of multi-vane machines is influenced by several factors associated with internal losses occurring during operation. These include leakage flows between working chambers, viscous effects related to fluid motion, and mechanical losses resulting from friction between moving machine components. Among these mechanisms, friction processes play a particularly important role due to the presence of multiple contact interfaces between the vanes, rotor, and cylinder surfaces [14-15].

The interaction between these components leads to the dissipation of mechanical energy which is partially converted into heat within the machine structure. The resulting thermal effects can influence both the thermodynamic performance and the mechanical durability of the machine. Consequently, a detailed understanding of friction-related phenomena is essential for the accurate analysis and optimisation of multi-vane machines operating in energy conversion systems.

1.1. Operating principle of multi-vane machine

The operating principle of multi-vane machines is based on the cyclic variation of the volume of working chambers formed between the rotor, sliding vanes, and the cylinder [16]. The rotor is

mounted eccentrically within a cylindrical housing, which results in a non-uniform distance between the rotor surface and the inner surface of the cylinder.

Radially movable vanes are placed in slots machined in the rotor. During operation, differences in the combined effect of centrifugal and pressure forces cause the vanes to move outward and maintain contact with the inner surface of the cylinder. As the rotor revolves, the vanes divide the internal volume of the machine into a number of separate chambers whose volume changes continuously along the direction of rotation.

Variation of chamber volume enables the machine to perform thermodynamic processes associated with compression or expansion of the working fluid. If the machine operates as a compressor, the fluid is trapped in a chamber whose volume decreases, which in turn increases pressure. In contrast, when the machine operates as an expander, the working fluid expands as the chamber volume increases during revolution of the rotor.

The working cycle typically consists of several phases, including working fluid intake, compression (or expansion) and discharge. These processes occur sequentially as the chambers move between the inlet and outlet ports of the machine. The geometry of the rotor, cylinder and vane arrangement determines the number of chambers and the resulting displacement volume of the machine.

1.2. Applications of multi-vane machines in energy systems

Multi-vane machines are applied in energy systems primarily as compressors and expanders in installations where continuous operation and moderate pressure ratios are required. Their use is particularly common in systems in which operating conditions differ from nominal design points.

In refrigeration and air-conditioning systems, rotary vane compressors are used to maintain refrigerant circulation within cooling cycles. Their operating principle enables continuous flow delivery, which is essential for stationary operation of these systems. Similar functionality is utilised in heat pump applications, where the compression process supports heat transfer between low- and high-temperature reservoirs.

In industrial installations, multi-vane compressors are employed in compressed air systems. These systems require a reliable supply of compressed air for pneumatic devices and process control. The ability of these machines to operate continuously under load makes them suitable for such applications.

Multi-vane machines are also used as expanders in systems aimed at recovering energy from low-temperature heat sources, such as industrial waste heat, geothermal energy, and solar thermal energy [17]. In these configurations, they convert energy of the working fluid flow into mechanical power, which can subsequently be used for electricity generation or mechanical work.

Compared with conventional turbomachinery, positive displacement expanders offer advantages when operating under low-power and low-temperature conditions. Multi-vane expanders are capable of stable operation over a wide range of operating regimes and can maintain relatively good performance under partial load conditions [18-19]. These characteristics make them suitable for decentralised and distributed energy systems.

In addition, these machines can be integrated into combined energy systems, where mechanical and thermal processes are coupled [20]. They are also used in auxiliary processes such as gas handling and vacuum generation, where controlled pressure variation is required.

However, the application of multi-vane machines in energy systems requires careful consideration of internal loss mechanisms that affect their performance [5,9,10,15,21,22].

The thermal effects associated with friction influence the temperature distribution of both the working fluid and machine parts, and may affect lubrication conditions as well as the durability of contact surfaces.

2. Friction and heat generation in multi-vane machines

2.1. Sources of friction

Friction in multi-vane machines arises from the interaction between several moving components that remain in contact during operation. The presence of sliding interfaces between the vanes, rotor, and stator surfaces leads to the generation of friction forces that hinder the motion of the mechanical elements. These forces result in dissipation of mechanical energy and contribute to overall mechanical losses of the machine.

One of the most significant sources of friction in multi-vane machines is the contact between the vane tips and the inner surface of the cylinder. During operation, centrifugal forces and pressure differences push the vanes outward, ensuring continuous contact with the cylinder wall. As the rotor revolves, the vane tip slides along the surface of the cylinder, creating a friction interface that lasts over the entire rotational cycle.

Another important friction interface occurs between the vanes and the slots in which they are moving. The relative motion of the vanes within the rotor grooves results in additional sliding contact, which contributes to frictional losses. The magnitude of these losses depends on factors such as vane mass, rotational speed, lubrication conditions, and surface roughness of the contacting components.

The most important interfaces include:

- vane – cylinder contact,
- vane – guide ring contact,
- vane – rotor slot contact,
- vane – side plate contact.

The locations of these interfaces are illustrated schematically in Figure 2.

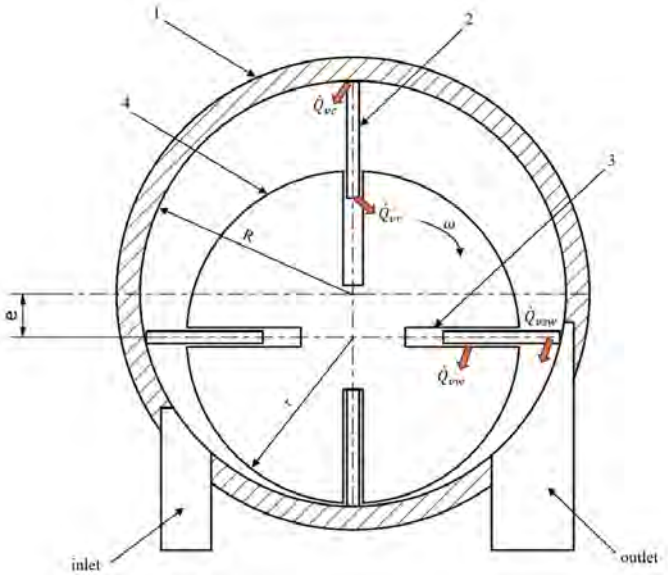


Figure 2. The locations of friction interfaces in multi-vane machine. 1 – cylinder, 2 – vane, 3 – rotor slot, 4 – rotor

Additional friction sources are associated with bearings, shaft seals, and other supporting elements of the machine. Although these components are not directly involved in the formation of working chambers, their operation contributes to the total mechanical losses of the system. In many cases, the combined effect of these friction processes represents a significant portion of the total energy losses occurring in the machine.

The friction behaviour of multi-vane machines is strongly influenced by both the operating conditions and the design characteristics of the machine.

2.2. Energy dissipation due to friction

Friction processes in multi-vane machines lead to the dissipation of mechanical energy during operation. When two solid surfaces move relative to each other under the action of a normal load, friction forces arise at the contact interface. These forces hinder the relative motion and result in the conversion of mechanical energy into other forms of energy, predominantly thermal energy [5,15,23]. The mechanical power dissipated due to friction can be expressed as the product of the friction force and the relative velocity between the contacting surfaces. In a simplified form, the heat flux associated with friction may be described by the equation

$$\dot{Q}_{f,i} = F_{f,i}\, v_i \tag{1}$$

Where:

$\dot{Q}_f$ - heat flux generated due to friction (W),

F_f - friction force (N),

v_i - relative sliding velocity between the contact surfaces (m·s^{-1}).

In practical applications, the friction force is often described using the Coulomb friction model, in which the friction force is proportional to the normal force acting between the contacting surfaces. In this case, the friction force can be written as

$$F_{f,i} = \mu_i F_{n,i} \tag{2}$$

Where:

μ_i - coefficient of friction (-),

$F_{n,i}$ - normal contact force (N).

In multi-vane machines, frictional interactions occur at several locations within the machine structure, at each of these interfaces, the mechanical work associated with friction is continuously dissipated during the rotor rotation.

The energy dissipated due to friction is largely transformed into heat that is generated at the contact surfaces. The total frictional heat generation rate inside the machine can therefore be expressed as the sum heat fluxes generated at individual contact interfaces

$$\dot{Q}_f = \dot{Q}_{f,vc} + \dot{Q}_{f,vr} + \dot{Q}_{f,vw} + \dot{Q}_{f,vsw} \tag{3}$$

Where:

$\dot{Q}_{f,vc}$ - frictional heat generated at the vane–cylinder contact (W),

$\dot{Q}_{f,vr}$ - frictional heat generated at the vane–guide ring interface (W),

$\dot{Q}_{f,vw}$ - frictional heat generated at the vane–rotor slot interface (W),

$\dot{Q}_{f,vsw}$ - frictional heat generated at the vane–side plate interface (W).

Subsequently, this heat is transferred to the surrounding machine components and to the working fluid flowing through the machine. As a result, frictional heat generation contributes to the thermal state of the machine and can influence its overall energy balance.

The magnitude of frictional energy dissipation depends on several factors, including the rotational speed of the rotor, the normal contact forces acting between the contacting elements, and the lubrication conditions present at the contact interfaces. Consequently, the operating conditions of the machine play an important role in determining the amount of heat generated by friction during operation.

The analysis presented above proves that the heat generated due to friction is an important component of the internal energy balance of the machine and should be considered when analysing the overall efficiency and thermal behaviour of the system.

3. Mathematical model of frictional heat generation

3.1. Energy balance of the multi-vane machine

The operation of a multi-vane machine involves the exchange and conversion of energy between mechanical and thermodynamic forms. Mechanical power is transferred through the rotating shaft, while the working fluid undergoes thermodynamic processes within the internal chambers of the machine. At the same time, several irreversible processes occur inside the device, leading to energy dissipation.

From a thermodynamic perspective, the behaviour of the rotor–shaft system can be described using the principle of energy conservation. The rate of change of mechanical energy of the rotating system can be expressed as

$$\frac{dE_{mech}}{dt} = M_m\omega - \frac{dW_{cr}}{dt} - \sum_i \dot{Q}_{f,i} \tag{4}$$

Where:

E_{mech}- mechanical energy of the rotor–shaft system (J),

M_m- torque delivered by the driving motor (N·m),

ω - angular velocity of the rotor (rad·s^{-1}),

$\frac{dW_{cr}}{dt}$ - rate of energy transfer associated with the working fluid (W),

$\dot{Q}_{f,i}$ - heat flux generated due to friction at the i-th contact interface (W).

The term $M_m\omega$ represents the mechanical power supplied to the machine, while the remaining terms describe the energy transferred to the working fluid and the energy dissipated due to friction. The above relation is a simplified formulation in which friction-related dissipation is assumed to be the dominant loss mechanism in the machine.

3.2. Simplifying assumptions

To obtain a simplified energy balance, several assumptions are introduced.

Firstly, the enthalpy change of the working fluid inside the machine is assumed to be relatively small under the no-load or near-idle operating conditions considered in the present study. Consequently, the rate of energy transfer associated with the working fluid may be approximated as

$$\frac{dW_{cr}}{dt} = 0 \tag{5}$$

Secondly, the machine is assumed to operate at constant rotational speed. Under steady-state conditions, the mechanical energy of the rotating system remains constant:

$$\frac{dE_{mech}}{dt} = 0 \tag{6}$$

Under these assumptions, the mechanical power supplied by the driving motor is primarily balanced by the frictional power dissipated within the machine. Therefore, the total rate of frictional heat generation can be approximated as

$$\dot{Q}_f = M_m \omega \tag{7}$$

This relation forms the basis for estimating frictional heat generation using experimentally measured torque and rotational speed. This approximation neglects other sources of mechanical dissipation, such as bearing losses, seal friction and aerodynamic drag, and is therefore treated as a first-order estimate of friction-related heat generation.

3.3. Local friction power

For each contact interface i, the rate of energy dissipation associated with friction can be described using the classical Coulomb friction model. The local frictional power is described by equation (1).
The normal force acting on the contacting surfaces depends on the dynamic state of the vane and the operating conditions of the machine. In a simplified approach, the normal force from equation (2) may be represented as the sum of centrifugal and pressure-related components

$$F_{n,i} = F_{c,i} + F_{p,i} \tag{8}$$

Where:
$F_{c,i}$ - component associated with centrifugal forces (N),
$F_{p,i}$ - component associated with pressure forces acting on the vane (N).
For a vane of mass m_v rotating with angular velocity ω, the centrifugal contribution may be approximated as

$$F_{c,i} = m_v r_i \omega^2 \tag{9}$$

Where:
m_v - vane mass (kg),
r_i - characteristic radial position of the vane relative to the axis of rotation (m).
Substituting this relation into the friction power equation gives

$$\dot{Q}_{f,i} = \mu_i \left(m_v r_i \omega^2 + F_{p,i}\right) v_i \tag{10}$$

This formulation indicates that frictional heat generation depends not only on the friction coefficient and sliding velocity but also strongly on the rotational speed of the rotor and the forces acting on the vane.
The presented model provides the theoretical basis for the design of experimental setup and procedure aimed at investigation of frictional heat generation in the multi-vane machine.

4. Description of experimental setup

4.1. Tested multi-vane machine

The experimental investigations were carried out using a commercially available vane-type stainless steel pneumatic motor type VA1X manufactured by GLOBE Airmotors B.V. The components of disassembled multi-vane expander are presented in Figure 3.

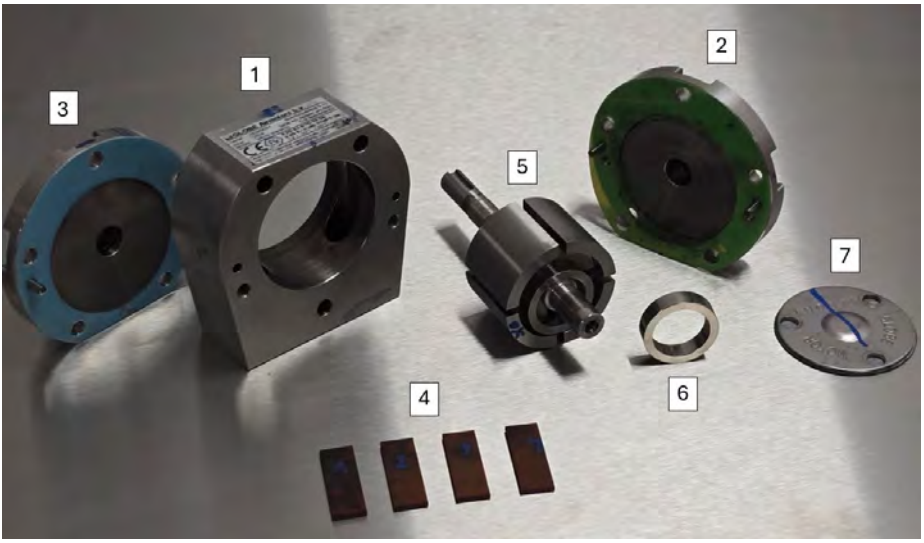


Figure 3 General view on the components of disassembled multi-vane expander.
1 - cylinder, 2 and 3 – side covers, 4 – vanes, 5 - rotor, 6 – guide ring, 7 – end cover

In the present study, the machine was not operated as a conventional pneumatic motor. Instead, the rotor was driven by an external electric motor, allowing precise control of the rotational speed and enabling the investigation of mechanical losses and friction-related heat generation under controlled operating conditions.

The internal structure of the investigated machine, (see Figure 3) consists of a cylinder (1), a rotor (5) with radially movable vanes (4), front and rear plates (2 and 3), bearings and sealing elements. During rotation, the vanes slide along the cylinder surface and inside the rotor slots, forming multiple sliding contact interfaces within the machine.

The investigated air motor is equipped with two 1/4" NPT ports originally intended for compressed air supply and exhaust. In the present experimental setup, these ports were not used to drive the machine but remain part of the motor construction.

According to the manufacturer's technical documentation, the maximum allowable rotational speed of the motor is approximately 6000 rpm. The permissible operating temperature range is from −20°C to +60°C, and the mass of the motor is ca. 1.1 kg. The maximum allowable overhung load acting on the shaft is 18 N.

Due to the presence of multiple sliding interfaces between the vanes, rotor and stator surfaces, the investigated machine provides a suitable platform for studying friction processes and the associated generation of frictional heat.

4.2. Description of the test rig

The experimental investigations were conducted using a dedicated laboratory test rig designed to enable controlled operation of the multi-vane machine and measurement of its key operating parameters. The main objective of the setup is to provide controlled and stable operating conditions allowing the analysis of mechanical losses and friction-related heat generation occurring within the machine.

The general scheme of the experimental setup is presented in Figure 4. The tested multi-vane machine is mechanically coupled to an electric drive motor through a shaft and coupling system. The electric motor enables precise control of the rotational speed, allowing the machine to operate under various controlled conditions.

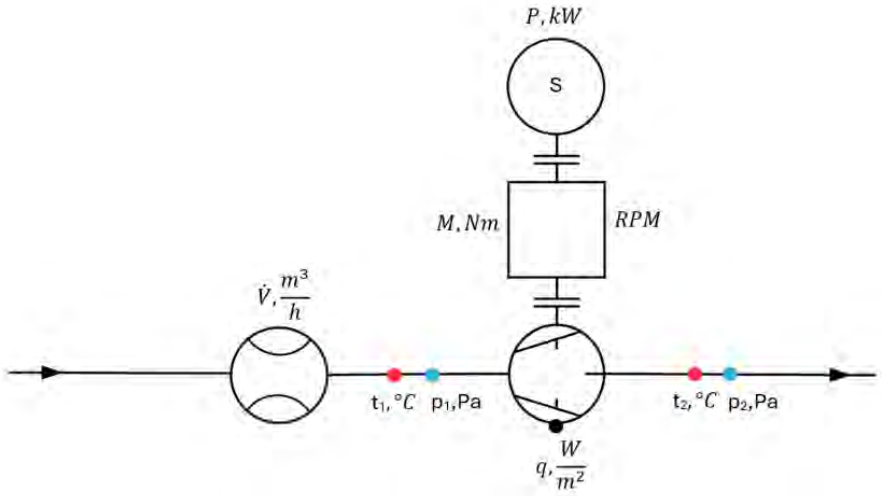


Figure 4 Scheme of the test rig.

A torque measurement system is installed in the drive shaft between the electric motor and the tested machine and is connected to these shafts by clutches. The rotational speed of the machine is determined using a rotational speed sensor installed on the shaft connecting the electric drive motor and the tested machine. The shaft torque is determined using a Dataflex 16/50 torque transducer installed in the drive system. The combination of torque and rotational speed data enables the determination of the mechanical power transmitted through the shaft, which is the basis for the energy balance of the machine and analysis of friction-related energy dissipation.

Pressure and temperature sensors are installed at the inlet and outlet of the machine to monitor the thermodynamic state of the working fluid during operation.

Temperature is monitored using platinum resistance temperature sensors (Pt100) installed at the inlet and outlet sections of the pipeline as well as on the machine housing, allowing observation of temperature changes associated with friction-related heat generation and heat transfer processes.

In addition, high-quality and quick-respone type K thermocouples are installed in the vicinity of the heat flux sensors installed on the machine housing. These thermocouples provide local surface temperature measurements required for the proper interpretation of the heat flux measurements. The simultaneous measurement of temperature and heat flux enables better characterisation of the thermal conditions at the sensor locations and improves the reliability of the heat transfer analysis.

In order to directly measure heat flow associated with friction processes, the setup is additionally equipped with gSKIN-XM 26 9C heat flux sensors manufactured by greenTEG AG (Switzerland) mounted on the outer surface of the machine housing. In the present study three sensors are used to measure the local heat flux at different locations of the machine housing.

The sensors operate based on a thermoelectric principle that allows determination of the heat flux passing through the sensor surface. Depending on the individual calibration, the sensitivity of the sensors used in the experiment ranges from ca. 1.67 to 3.28 μV/(W/m²) with a relative uncertainty of about ±3%. The sensing element has dimensions of 4.4 × 4.4 mm and a thickness of approximately 0.5 mm, which enables installation directly on the machine surface without significantly disturbing the local thermal conditions.

Working fluid flow through the tested expander is measured using an SD6500 flow sensor manufactured by ifm electronic, installed in the inlet pipeline. The sensor provides a flow measurement range of approximately 0.25-75 m³/h and operates using a 4-20 mA output signal.

Pressures at the inlet and outlet of the multi-vane expander are measured using strain-gauge pressure transducers (model P499ACP-403). The sensors operate in the measurement range of 0-15 bar and provide an analogue current output signal of 4–20 mA. The transducers are supplied with a voltage in the range of 9–30 VDC.

All sensor signals (see Table 1) are recorded using a Lumel KD7 data acquisition system, which enables continuous monitoring and recording of machine operating parameters during the experiments. The recorded data can be used for the subsequent thermodynamic analysis and evaluation of friction-related energy dissipation processes occurring in the investigated multi-vane machine.

Table 1. Measurement instrumentation and sensor specifications.

Instrument	Model/Type	Measurement Range	Output Signal	Accuracy/ Uncertainty
Torque transducer	Dataflex 16/50	0–50 Nm	V	±0.1% FS
Speed sensor		up to 6000 rpm	V	-
Pressure transducer	P499ACP-403	0 – 15 bar	4–20 mA	±0.5% FS
Flow sensor	SD6500 (ifm electronic)	0.25 – 75 m^3/h	4–20 mA	±1–2%
Temperature sensor	Pt100	-50 to 200 °C	-	Class B
Thermocouples	Type K	-200 to 1260 °C	mV	±1.5%
Heat flux sensor	gSKIN-XM 26 9C	-50 to 150 °C	μV	± 3%
Data acquisition system	LUMEL KD7	-	-	-

The general view of the test rig is presented in Figure 5.

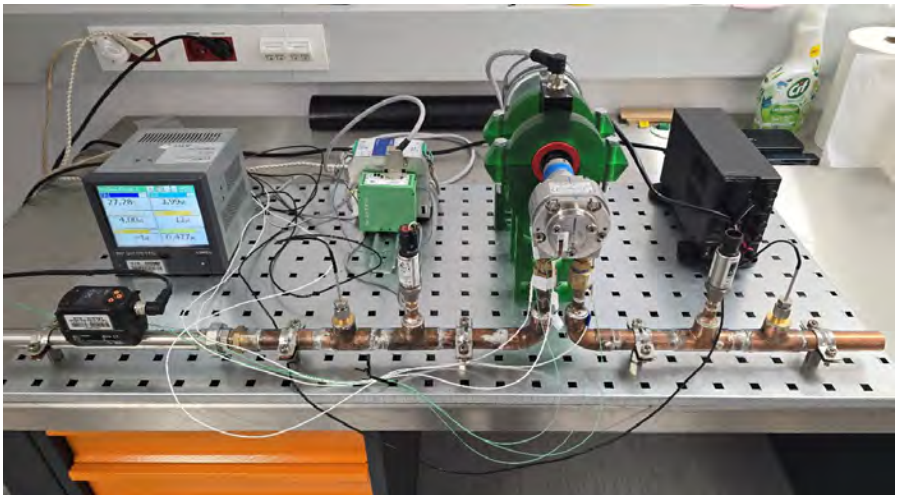


Figure 5 The general view on test rig

5. Description of experimental procedure

5.1. Operating conditions

The analysis of friction-related phenomena in the multi-vane machine requires the controlled operating conditions under which the experimental investigations are performed. The selected operating parameters determine the mechanical loads acting on the machine components and therefore influence of the magnitude of friction forces and the associated heat generation.

The primary operating parameter in the present study is the rotational speed of the rotor. The rotational speed directly determines the sliding velocity at the contact interfaces between the vanes, rotor and cylinder surfaces. Consequently, variations in rotational speed influence the rate of mechanical energy dissipation associated with friction processes.

Temperature conditions also play an important role in the operation of the machine. Variations of temperature may influence the thermal behaviour of the machine components and affect heat transfer processes occurring within the system.

During the experimental investigation, the rotational speed of the rotor is varied in order to analyse its influence on the mechanical and thermal behaviour of the machine.

5.2. Data acquisition

The experimental investigation requires continuous monitoring of several mechanical and thermal parameters during machine operation. Signals obtained from the measurement sensors are recorded using a data acquisition system that enables the collection and storage of measurement data throughout the experimental runs.

The data acquisition system receives signals from sensors measuring rotational speed, shaft torque, temperature and heat flux. These signals are recorded using the LUMEL KD7 data acquisition system, which allows simultaneous monitoring of multiple measurement channels.

During the experiments, measurement data are recorded with a sampling frequency of 1 Hz. Each experimental run is performed over a period of approximately one hour, allowing the observation of machine behaviour under stable operating conditions.
The experiments are conducted under constant rotational speed conditions controlled by the electric drive motor. Maintaining a stable rotational speed enables the investigation of friction-related phenomena under steady operating conditions.
The recorded signals are subsequently processed in order to determine representative values of the measured parameters.

5.3. Evaluation of frictional heat generation

The evaluation of friction-related energy dissipation in the investigated multi-vane machine is performed using the model introduced in Section 3. The proposed model enables the estimation of frictional heat generation based on experimental data obtained during the experiments.
The requisite parameters for the analysis are determined from the measured values of shaft torque and rotational speed recorded during machine operation. The determination of the mechanical power transmitted through the shaft is possible through the use of these quantities, which represent the mechanical energy supplied to the machine.
Under the adopted simplified assumptions in the energy balance formulation, a significant portion of the supplied mechanical energy is dissipated due to friction processes occurring at the contact interfaces between the vanes, rotor and stator surfaces. It is therefore interpreted that the dissipated mechanical energy is the primary source of heat generation within the machine.
In addition to the mechanical estimation of friction-related energy dissipation, the experimental setup enabled the observation of thermal effects using heat flux sensors installed on the outer surface of the machine housing. The measured heat flux provides additional information about the thermal behaviour of the machine and allows qualitative assessment of heat transfer associated with friction processes.

Conclusions

This work addresses the problem of friction-related heat generation in multi-vane machines operating under controlled laboratory conditions. A thermodynamic model has been formulated for the analysis of frictional energy dissipation, based on the energy balance of the machine. The proposed approach facilitates the estimation of frictional heat generation through the utilisation of experimentally measured shaft torque and rotational speed.
A dedicated experimental test rig was developed for the purpose of enabling controlled operation of the investigated machine and monitoring its key mechanical and thermal parameters. The experimental configuration facilitates concurrent observation of mechanical and thermal phenomena associated with friction processes occurring during machine operation.
The proposed methodology combines mechanical power measurements with direct thermal observations obtained using heat flux sensors installed on the machine housing. This methodological approach provides a foundation for the investigation of friction processes and their influence on the thermal behaviour of multi-vane machines.
The experimental setup and analysis methodology that have been developed provide a foundation for further high-quality experimental and modelling research on friction-related phenomena in multi-vane machines. In further works, experiment will be proceeded using different materials of vanes and varied operating conditions of the machine. The thermodynamic model will be implemented in computer

software, which will enable the possibility of detailed machine modelling under different operating conditions. Experimentally obtained results will be then compared with the results obtained from modelling. Based on the obtained results, the thermodynamic model will be further developed to increase its precision by including additional mechanisms of heat transfer, for example heat flux through the machine housing and thermal losses associated with the working fluid leaving the machine. The experimental results will also provide a basis for future numerical simulations aimed at validating and improving the proposed model. The full set of results obtained from experimental analysis as well as numerical and analytical modelling will provide the guidelines for the formulation of method of selection of construction materials the machine subassemblies aimed at improving machine design by optimization (i.e., limiting or extending) of frictional heat generation.

Nomenclature

p	pressure (Pa)
T	temperature (K)
M_m	torque delivered by the driving motor (N·m)
ω	angular velocity (rad·s^{-1})
$\dot{Q}_f$	total rate of frictional heat generation (W)
$\dot{Q}_{f,i}$	rate of frictional heat generation at the i-th contact interface (W)
$F_{f,i}$	friction force at the i-th contact interface (N)
$F_{n,i}$	normal contact force at the i-th contact interface (N)
μ_i	coefficient of friction at the i-th interface (–)
v_i	relative sliding velocity at the i-th interface (m·s^{-1})
m_v	vane mass (kg)
r_i	radial position of the vane relative to the rotor axis (m)
$F_{c,i}$	centrifugal force component acting on the vane (N)
$F_{p,i}$	pressure-related force component acting on the vane (N)
E_{mech}	mechanical energy of the rotor–shaft system (J)

Subscripts

f	friction
n	normal
c	centrifugal
p	pressure-related
i	i-th contact interface
mech	mechanical
vc	vane–stator contact
vr	vane–guide ring contact
vw	vane–rotor slot contact
vsw	vane–side plate contact

References

[1] Lemort, V., Legros, A. (2017). Positive displacement expanders for Organic Rankine Cycle systems. Organic Rankine Cycle (ORC) Power Systems: Technologies and Applications (s. 361–396). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-08-100510-1.00012-0
[2] Cipollone, R., Bianchi, G., Di Battista, D., Contaldi, G., Murgia, S. (2014). Mechanical energy recovery from low grade thermal energy sources. *Energy Procedia*, 45, 121–130. https://doi.org/10.1016/j.egypro.2014.01.014
[3] Badr, O., O'Callaghan, P. W., Probert, S. D. (1985). Performances of multi-vane expanders. *Energy*, 10(7), 761–764. https://doi.org/10.1016/0306-2619(85)90024-8
[4] Kolasiński, P. (2019). Application of the Multi-Vane Expanders in ORC Systems—A Review on the Experimental and Modeling Research Activities. *Energies*, 12(15), 2975. https://doi.org/10.3390/en12152975
[5] Badr, O., Probert, S. D., O'Callaghan, P. W. (1985). Multi-vane expanders: Vane dynamics and friction losses. *Applied Energy*, 20, 253–285. https://doi.org/10.1016/0306-2619(85)90018-2
[6] Kolasiński, P. (2015). The Influence of the Heat Source Temperature on the Multivane Expander Output Power in an Organic Rankine Cycle (ORC) System. *Energies*, 8(5), 3351–3369. https://doi.org/10.3390/en8053351
[7] Vodicka, V., Novotny, V., Mascuch, J., Kolovratnik, M. (2017). Impact of major leakages on characteristics of a rotary vane expander for ORC. *Energy Procedia*, 129, 387–394. https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.09.249
[8] Fatigati, F., Di Bartolomeo, M., Cipollone, R. (2019). Dual intake rotary vane expander technology: Experimental and theoretical assessment. *Energy Conversion and Management*, 186, 156–167. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2019.02.026
[9] Vodicka, V., Novotny, V., Zeleny, Z., Mascuch, J., Kolovratnik, M. (2019). Theoretical and experimental investigations on the radial and axial leakages within a rotary vane expander. *Energy*, 189, 116097. https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.116097
[10] Fatigati, F., Di Bartolomeo, M., Cipollone, R. (2020). On the effects of leakages in sliding rotary vane expanders. *Energy*, 192, 116721. https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.116721
[11] Vodicka, V., Novotny, V., Mascuch, J. (2018). Wear behaviour of vanes for a rotary vane expander with various graphite materials under dry sliding conditions. *Acta Polytechnica*, 58(5), 315–322. https://doi.org/10.14311/AP.2018.58.0315
[12] Blasiak, P., Kolasinski, P., Daniarta, S. (2023). Numerical analysis of heat transfer within a rotary multi-vane expander. *Energies*, 16(6), 2794. https://doi.org/10.3390/en16062794
[13] Kolasinski, P. (2021). Application of volumetric expanders in small vapour power plants used in distributed energy generation – Selected design and thermodynamic issues. *Energy Conversion and Management*, 231, 113859. https://doi.org/10.1016/j.enconman.2021.113859
[14] Badr, O., O'Callaghan, P. W., and Probert, S. D. (1985). Multi-vane expanders: geometry and vane kinematics. *Applied Energy*, 19(3), 159–182. https://doi.org/10.1016/0306-2619(85)90006-6
[15] Bianchi, G. and Cipollone, R. (2015). Theoretical modeling and experimental investigations for the improvement of the mechanical efficiency in sliding vane rotary compressors. *Applied Energy*, 142, 95–107. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.12.055

[16] Gnutek, Z. and Kolasiński, P. (2013). The application of rotary vane expanders in organic Rankine cycle systems – thermodynamic description and experimental results. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135(6), 061901. https://doi.org/10.1115/1.4023534
[17] Francesconi, M., Briola, S., Antonelli, M. (2022). A review on two-phase volumetric expanders and their applications. *Applied Sciences*, 12(20), 10328. https://doi.org/10.3390/app122010328
[18] Yang, B., Peng, X., Sun, S., Guo, B., Xing, Z. (2011). Study of a rotary vane expander for the transcritical CO_2 cycle—Part I: Experimental investigation. *HVAC&R Research*, 17(5), 673–688. https://doi.org/10.1080/10789669.2009.10390857
[19] Jia, X., Zhang, B., Yang, B., Peng, X. (2011). Study of a rotary vane expander for the transcritical CO_2 cycle—Part II: Theoretical modeling. *HVAC&R Research*, 17(5), 689–709. https://doi.org/10.1080/10789669.2009.10390858
[20] Daniarta, S., Kolasinski, P., Imre, A. R. (2022). A preliminary design and modeling analysis of two-phase volumetric expanders for a novel reversible organic Rankine-based cycle for Carnot battery technology. *Applied Sciences*, 12(7), 3557. https://doi.org/10.3390/app12073557
[21] Ye, F., Bianchi, G., Rane, S., Tassou, S. A., Deng, J. (2021). Analytical grid generation and numerical assessment of tip leakage flows in sliding vane rotary machines. *Advances in Engineering Software*, 159, 103030. https://doi.org/10.1016/j.advengsoft.2021.103030
[22] Ye, F., Bianchi, G., Rane, S., Tassou, S. A., Deng, J. (2021). Numerical methodology and CFD simulations of a rotary vane energy recovery device for seawater reverse osmosis desalination systems. *Applied Thermal Engineering*, 190, 116788. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.116788
[23] Aradau, D., Costiuc, L. (1996). Friction power in sliding vane type rotary compressors. *International Compressor Engineering Conference*, Paper 1357.

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_32

Metoda obliczeniowa i jej eksperymentalna weryfikacja - Wychwyt CO_2 przez adsorpcję zmiennotemperaturową przy ruchomym złożu

ADAM PAWŁOWSKI, ARTUR CEBULA

Politechnika Krakowska, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki
ul. Warszawska 24, 31-155 Kraków
e-mail: adam.pawlowski@pk.edu.pl, artur.cebula@pk.edu.pl

Słowa kluczowe: gPROMS, stanowisko badawcze, wychwyt CO_2, adsorpcja zmiennotemperaturowa, złoże ruchome

Artykuł przedstawia instalację badawczą przeznaczoną do wychwytywania CO_2 ze spalin powstających podczas spalania pyłu węglowego. Jej działanie opiera się na procesie adsorpcji zmiennotemperaturowej w złożu ruchomym, w którym jako adsorbent zastosowano węgiel aktywny. Uzyskane rezultaty porównano z wynikami symulacji, które przeprowadzono przy użyciu oprogramowania gPROMS Process. Symulacje wskazują, że energia potrzebna do regeneracji adsorbentu wynosi około 5,7 MJ/kg_{CO2}, natomiast w badaniach eksperymentalnych odnotowano głównie wartości z przedziału 12-75 MJ/kg_{CO2}. Tak duże różnice wynikają z testowania różnych strumieni masowych podawanego sorbentu. Dla optymalnych warunków pracy energochłonność procesu z zastosowaniem węgla aktywnego wynosiła około 25 MJ/kg_{CO2}.

Instalacja do wychwytu CO_2 została zlokalizowana w jednej z hal elektrociepłowni, co wymagało uwzględnienia istniejących ograniczeń konstrukcyjnych obiektu. W szczególności konieczne było dostosowanie projektu stanowiska badawczego do dopuszczalnych obciążeń stropu oraz dostępnej wysokości kondygnacji. Ograniczenia te miały istotny wpływ na sposób rozmieszczenia aparatury oraz dobór poszczególnych elementów instalacji, tak aby zapewnić bezpieczną eksploatację urządzenia. Stanowisko badawcze składa się z trzech kolumn procesowych odpowiadających poszczególnym sekcjom instalacji. Zostały one rozmieszczone w układzie trójkątnym, w którym każda z kolumn znajdowała się w jednym z wierzchołków figury. Poszczególne wierzchołki trójkąta połączono przenośnikami taśmowymi, które stanowiły boki tej geometrycznej konfiguracji. Przenośniki te odpowiadały za transport węgla aktywnego pomiędzy kolejnymi etapami procesu, zapewniając jego ciągły obieg pomiędzy sekcjami instalacji.

Głównym wnioskiem z przeprowadzonych badań jest stwierdzenie, że węgiel aktywny nie jest obecnie odpowiednim adsorbentem do długotrwałej eksploatacji w procesie MBTSA. W trakcie pracy instalacji można zaobserwować stopniową degradację jego właściwości sorpcyjnych, co prowadzi do spadku efektywności wychwytywania CO_2 oraz do znacznego wzrostu zapotrzebowania na energię w procesie regeneracji adsorbentu. Przedstawione rezultaty mogą stanowić podstawę do dalszych badań nad bardziej trwałymi i efektywnymi adsorbentami oraz nad optymalizacją parametrów pracy instalacji do wychwytywania CO_2 ze spalin.

Wstęp

Wychwyt dwutlenku węgla ze strumieni spalin pozostaje jedną z kluczowych ścieżek ograniczania emisji w sektorze energetycznym i w gałęziach przemysłu, w których pełna dekarbonizacja procesu technologicznego jest trudna, kosztowna albo możliwa dopiero w dłuższym horyzoncie czasowym. W przypadku instalacji wychwytu CO_2 po spaleniu, szczególne znaczenie ma możliwość dołączenia układu separacji do istniejących źródeł emisji bez zasadniczej przebudowy części paleniskowej lub kotłowej. O przydatności technologii nie rozstrzyga jednak wyłącznie uzyskiwany stopień wychwytu CO_2, lecz także energochłonność procesu, stabilność pracy przy zmiennym obciążeniu, możliwość integracji cieplnej z istniejącą instalacją oraz trwałość materiałów roboczych w warunkach rzeczywistych [1].

Absorpcja chemiczna w roztworach aminowych nadal jest punktem odniesienia dla wychwytu CO_2 po spalaniu, ponieważ jest dobrze rozpoznana technologicznie i możliwa do zastosowania w skali przemysłowej. Jej podstawowym ograniczeniem pozostaje jednak konieczność doprowadzenia dużej ilości ciepła niezbędnego do regeneracji rozpuszczalnika, co zmniejsza ostateczną moc produkcyjną jednostki wytwórczej. Dodatkowe problemy eksploatacyjne wynikają z degradacji amin, korozji, strat rozpuszczalnika oraz wrażliwości procesu na zmiany składu i natężenia strumienia spalin [2]. Z tego względu rozwijane są alternatywne i hybrydowe metody separacji, w tym procesy adsorpcyjne oraz membranowe, których ocena powinna obejmować jednocześnie czystość produktu, odzysk CO_2, zużycie energii i złożoność instalacji [3].

Adsorpcja jest atrakcyjną alternatywą dla absorpcji chemicznej, ponieważ umożliwia wykorzystanie stałych sorbentów o odwracalnym wiązaniu CO_2, a koszt regeneracji może być ograniczany przez właściwy dobór materiału, kontaktora i strategii cyklu [4]. W najnowszych przeglądach stanu wiedzy podkreśla się, że o potencjale adsorpcyjnego wychwytu po spalaniu decydują nie tylko pojemność równowagowa sorbentu i selektywność CO_2/N_2, lecz także pojemność robocza, odporność na wilgoć i zanieczyszczenia, stabilność wielocykliczna oraz podatność na regenerację [5]. W przypadku adsorbentów węglowych istotnymi zaletami są relatywnie niska cena, odporność chemiczna i hydrofobowość, natomiast ograniczeniem może być spadek pojemności roboczej i degradacja struktury porowatej podczas długotrwałej pracy w warunkach przemysłowych [6].

Wśród cykli adsorpcyjnych wyróżnia się adsorpcja zmiennotemperaturowa (ang. temperature swing adsorption, TSA), w której CO_2 jest wiązany w niższej temperaturze, a następnie desorbowany po podgrzaniu sorbentu. TSA może korzystać z ciepła niskotemperaturowego lub odpadowego, dlatego jest rozpatrywana jako proces możliwy do integracji cieplnej z układami energetycznymi [7]. W klasycznych złożach stałych ograniczeniem pozostają jednak długie czasy ogrzewania i chłodzenia oraz opory przepływu przez warstwę sorbentu [8]. Z punktu widzenia termodynamiki procesu kluczowe jest ograniczenie strat nieodwracalnych związanych z transportem ciepła, dyfuzją masy i regeneracją złoża [9].

Rozwinięciem klasycznej TSA jest adsorpcja zmiennotemperaturowa w złożu ruchomym (ang. moving bed temperature swing adsorption, MBTSA), w której sorbent krąży w sposób ciągły pomiędzy sekcjami adsorpcji, podgrzewania, regeneracji i chłodzenia. Taka konfiguracja ogranicza spadek ciśnienia po stronie gazu oraz umożliwia prowadzenie procesu w warunkach zbliżonych do stanu ustalonego [8]. Istotną przewagą MBTSA jest możliwość wewnętrznej integracji cieplnej, polegającej na odzysku ciepła ze strumienia gorącego sorbentu opuszczającego regenerację i przekazaniu go sorbentowi

kierowanemu do podgrzewania. Analizy modelowe wykazały, że właściwie zaprojektowany układ MBTSA może osiągać wysoką czystość CO_2 i wysoki stopień wychwytu przy konkurencyjnym zapotrzebowaniu energetycznym względem procesów absorpcyjnych. Jednocześnie MBTSA jest procesem silnie sprzężonym cieplnie i materiałowo, dlatego jego ocena wymaga modeli opisujących równowagę adsorpcji, kinetykę transportu masy, dyspersję osiową, opory przepływu, wymianę ciepła oraz ruch fazy stałej [10]. W literaturze dotyczącej MBTSA powszechnie stosuje się modele obliczeniowe w środowiskach symulacyjnych, takich jak gPROMS, ponieważ pozwalają one analizować wpływ temperatury regeneracji, natężenia przepływu sorbentu, recyrkulacji gazu i geometrii wymienników na czystość produktu oraz energochłonność separacji [8,10]. Modele tego typu pozostają jednak wrażliwe na przyjęte parametry materiałowe i cieplne, zwłaszcza gdy rzeczywista instalacja odbiega od założeń idealnego uszczelnienia, jednorodnego przepływu i stałych właściwości sorpcyjnych [11].

Znaczenie dynamiki procesu jest szczególnie duże w zastosowaniach energetycznych, gdzie źródło emisji może pracować przy zmiennym obciążeniu. Badania nad sterowaniem MBTSA wykazały, że strategia regulacji temperatury sorbentu po regeneracji oraz opóźnienia pomiarowe istotnie wpływają na zdolność utrzymania wymaganego odzysku CO_2 podczas zaburzeń procesu [12]. W szerszym ujęciu doświadczenia z modelowania instalacji wychwytu po spalaniu wskazują, że wiarygodność predykcji zależy od poprawnego odwzorowania stanów przejściowych oraz od jakości danych wejściowych dotyczących właściwości materiałów, wymiany ciepła i oporów przepływu [13].

Na tle tych prac istotne znaczenie mają polskie badania nad półtechniczną instalacją MBTSA przeznaczoną do wychwytu CO_2 ze spalin powstających podczas spalania pyłu węglowego. W opisie stanowiska przedstawiono układ z trzema kolumnami procesowymi, obiegiem węgla aktywnego oraz sekcjami odpowiedzialnymi za chłodzenie, podgrzewanie, adsorpcję i regenerację sorbentu [14]. W kolejnym artykule zaprezentowano rozwiązania konstrukcyjne instalacji z ruchomym złożem, w tym dobór wymienników ciepła i założenia projektowe dla półprzemysłowego układu wychwytu CO_2. Szczególnie ważny jest fakt, że stanowisko nie było wyłącznie modelem laboratoryjnym, lecz układem zbudowanym z uwzględnieniem ograniczeń przestrzennych, transportowych i cieplnych typowych dla rzeczywistej infrastruktury energetycznej [15].

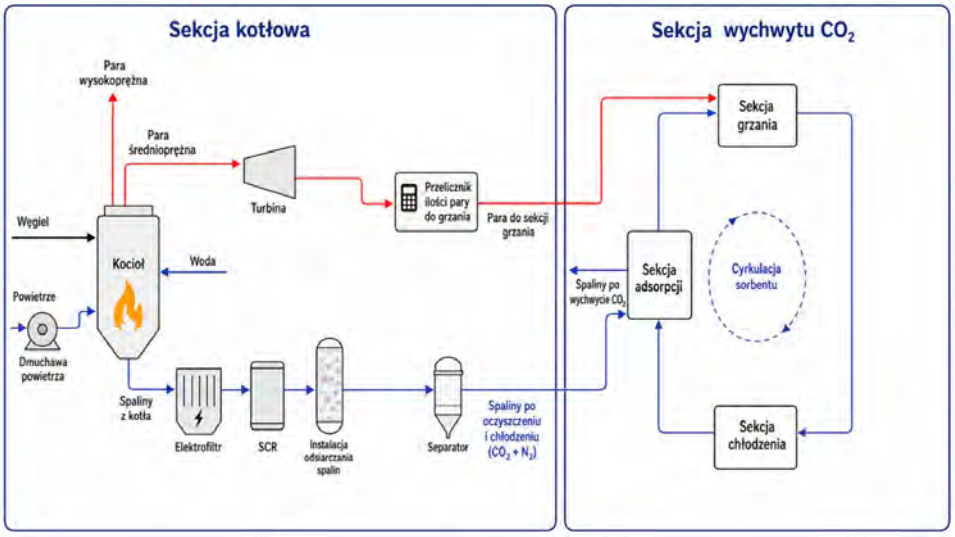
Najbardziej bezpośrednim punktem odniesienia dla niniejszej pracy są wyniki opublikowane dla instalacji MBTSA pracującej na spalinach z procesu spalania pyłu węglowego. W tej pracy porównano dane eksperymentalne pozyskane podczas jednego dnia pomiarowego z obliczeniami wykonanymi w gPROMS Process, wskazując na istotną rozbieżność pomiędzy symulowaną a zmierzoną energochłonnością regeneracji sorbentu. Symulacje wskazywały zapotrzebowanie cieplne do regeneracji na poziomie 5,7 MJ/kg_{CO2}, natomiast pomiary na stanowisku prowadziły do wartości około 25 MJ/kg_{CO2}. Jako główne przyczyny tej różnicy wskazano degradację węgla aktywnego podczas pracy oraz nieidealności rzeczywistego układu, co przesuwa punkt ciężkości analizy z samej optymalizacji modelu na identyfikację mechanizmów strat obecnych w instalacji [16].

Celem artykułu jest dokładniejsze porównanie wyników obliczeń procesu MBTSA z wynikami eksperymentalnymi uzyskanymi z większej liczby dni pomiarowych uzyskanych na stanowisku pomiarowym oraz określenie mechanizmów odpowiedzialnych za rozbieżności w kluczowych wskaźnikach pracy instalacji. Szczególny nacisk położono na różnice wynikające z niedoskonałości rzeczywistej instalacji, które są pomijane w modelu obliczeniowym. Tak sformułowana analiza pozwala

ocenić, które założenia modelowe można uznać za wystarczające do opisu pracy instalacji, a które wymagają korekty o efekty degradacji sorbentu, strat ciepła, nieszczelności, niejednorodnego przepływu lub ograniczeń konstrukcyjnych stanowiska. Wyniki tej oceny mają znaczenie zarówno dla dalszej walidacji modelu obliczeniowego, jak i dla projektowania kolejnych układów MBTSA o niższej energochłonności i większej trwałości eksploatacyjnej.

1. Model obliczeniowy wychwytu CO_2 w gPROMS

Model obliczeniowy opracowano w środowisku gPROMS w celu odwzorowania współpracy układu kotłowego z instalacją wychwytu CO_2 pracującą według koncepcji MBTSA. Uproszczony schemat przedstawiono na rysunku 1. Model miał umożliwić wyznaczenie podstawowych parametrów pracy instalacji, w szczególności strumienia i składu spalin kierowanych do reaktora, zapotrzebowania na parę do regeneracji sorbentu, temperatur w poszczególnych sekcjach oraz jednostkowego zużycia energii procesu. Przyjęta struktura obliczeniowa pozwalała analizować zarówno pracę ustaloną stanowiska badawczego, jak i odpowiedź układu na zmiany obciążenia źródła wytwórczego.



Rys. 1. Uproszczony schemat modelu obliczeniowego do wytwarzania spalin i wychwytu CO_2
Źródło: opracowanie własne.

Model podzielono funkcjonalnie na dwie części: model sekcji kotłowej oraz model sekcji wychwytu CO_2. W części kotłowej odwzorowano proces wytwarzania spalin z uwzględnieniem doprowadzenia paliwa, składu paliwa, zasilania powietrzem, podstawowych parametrów pracy kotła oraz układów oczyszczania spalin przed ich skierowaniem do instalacji MBTSA. Uwzględniono również najważniejsze elementy instalacji parowo-wodnej, przy czym obieg pary i wody zasilającej opisano w sposób uproszczony, wystarczający do określenia warunków współpracy z układem wychwytu. Zmiany obciążenia kotła wpływają w modelu na strumień masowy spalin oraz na ich skład molowy, w tym na zawartość CO_2, co stanowiło warunek brzegowy dla sekcji adsorpcyjnej. Najważniejsze założenia modelu obliczeniowego przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1. Główne założenia i wielkości wejściowe modelu obliczeniowego

Założenia	Przyjęta wartość lub opis
Skład spalin na wlocie do reaktora	10,2% CO_2 oraz 89,8% N_2
Temperatura spalin na wlocie	30°C
Strumień masowy spalin	0,0205 kg/s
Strumień masowy węgla aktywnego	0,265 kg/s
Ciśnienie pary do sekcji podgrzewania	1,3 MPa
Strumień masowy pary do sekcji podgrzewania	0,00737 kg/s
Temperatura regeneracji sorbentu	około 180°C
Temperatura sorbentu po chłodzeniu	około 24°C
Założenia upraszczające	brak degradacji sorbentu, brak strat ciepła, szczelny system transportowy

Źródło: opracowanie własne.

Istotnym elementem łączącym część kotłową z częścią wychwytu był blok obliczeniowy wyznaczający strumień pary pobieranej z upustu turbiny do regeneracji sorbentu. Do bloku doprowadzano informacje o ciśnieniu i entalpii pary oraz o chwilowym zapotrzebowaniu na ciepło w sekcji grzania. Na tej podstawie określano strumień pary wymagany do podgrzania adsorbentu do temperatury regeneracji. Takie rozwiązanie umożliwiało zachowanie ciągłości informacyjnej pomiędzy modelem układu energetycznego, a modelem procesu separacji CO_2.

Sekcję wychwytu CO_2 zbudowano jako model procesu MBTSA obejmujący doprowadzenie spalin, wstępne chłodzenie, sekcję chłodzenia sorbentu, sekcję adsorpcji, sekcję podgrzewania oraz sekcję desorpcji. W modelu odwzorowano zamknięty obieg adsorbentu, który po ochłodzeniu trafia do reaktora adsorpcyjnego, następnie jest kierowany do podgrzewania i regeneracji, a po desorpcji CO_2 wraca do sekcji chłodzenia. W reaktorze spaliny omywają węgiel aktywny, oddając przede wszystkim CO_2 oraz w mniejszym stopniu N_2. Ilość zaadsorbowanego azotu wpływa na czystość strumienia CO_2 uzyskanego po regeneracji sorbentu.

Proces regeneracji opisano przez podgrzewanie nasyconego sorbentu do temperatury około 180°C. W tej temperaturze przyjęto dostatecznie wysoki stopień desorpcji CO_2. Po opuszczeniu sekcji desorpcji sorbent jest schładzany do temperatury zbliżonej do 20°C, co zapewnia warunki korzystne dla kolejnego etapu adsorpcji. W modelu uwzględniono również wewnętrzny odzysk ciepła pomiędzy gorącym sorbentem opuszczającym regenerację, a sorbentem kierowanym do sekcji podgrzewania. Rozwiązanie to jest istotne z punktu widzenia ograniczenia zapotrzebowania na energię zewnętrzną.

Wyniki obliczeń dla stanowiska badawczego wskazały, że udział molowy CO_2 na wylocie z reaktora może zostać obniżony do około 2,4%, co odpowiada sprawności wychwytu rzędu 76,5%. Jednostkowe zapotrzebowanie energii na regenerację sorbentu uzyskane w symulacji wyniosło 5,7 MJ/kg_{CO2}. Wartość ta była następnie punktem odniesienia dla porównania z wynikami pomiarów wykonanych na rzeczywistym stanowisku badawczym.

Model zastosowano także do analizy pracy układu wychwytu w warunkach pełnoskalowych przy zmiennym obciążeniu bloku energetycznego. W tym wariancie rozpatrywano kocioł nadkrytyczny o mocy cieplnej 1838 MW i mocy brutto bloku 910 MW. Przyjęto zmiany obciążenia z szybkością 5% mocy nominalnej w czasie 30 s. Obliczone przebiegi strumienia masowego spalin oraz stężenia CO_2 na wlocie do reaktora wykorzystano jako dane wejściowe dla modelu sekcji MBTSA. W analizowanym przypadku zapotrzebowanie mocy cieplnej sekcji podgrzewania wynosiło około 265 MW, co wynikało

z konieczności podgrzania strumienia masowego sorbentu wynoszącego 2700 kg/s z temperatury około 24°C do około 180°C.

2. Opis stanowiska eksperymentalnego

Badania prowadzono na półtechnicznym stanowisku przeznaczonym do wychwytu CO_2 ze spalin powstających podczas spalania pyłu węgla kamiennego. Zastosowanie układu przy rzeczywistym źródle spalin umożliwia analizę pracy instalacji w warunkach znacznie bliższych eksploatacji przemysłowej niż w przypadku typowych stanowisk laboratoryjnych, zwłaszcza pod względem zmienności parametrów gazu, ograniczeń przestrzennych oraz współpracy z układami pomocniczymi bloku energetycznego.

Stanowisko składa się z trzech podstawowych zespołów technologicznych: reaktora pełniącego funkcję sekcji adsorpcji, sekcji grzania odpowiadającej za regenerację sorbentu oraz sekcji chłodzenia, w której sorbent po desorpcji jest przygotowywany do ponownego kontaktu ze spalinami. Obieg sorbentu odbywa się za pomocą przenośników taśmowych oraz dozowników celkowych, dzięki czemu możliwa jest ciągła cyrkulacja węgla aktywnego pomiędzy kolejnymi etapami cyklu. Układ taki odróżnia się od klasycznych rozwiązań ze złożem stałym tym, że sorbent przemieszcza się pomiędzy sekcjami, a poszczególne etapy procesu mogą zachodzić równocześnie w odrębnych sekcjach instalacji.

Reaktor adsorpcyjny wykonano jako kolumnę cylindryczną wypełnioną uporządkowanym wypełnieniem typu Mellapak. Zadaniem wypełnienia jest równomierne rozprowadzenie fazy stałej i wydłużenie kontaktu pomiędzy spalinami a ziarnami sorbentu. Spaliny zawierające CO_2 są doprowadzane od dolnej części reaktora, natomiast węgiel aktywny trafia do reaktora od góry. W rezultacie gaz i sorbent przepływają przeciwprądowo, co sprzyja wykorzystaniu pojemności roboczej adsorbentu. Spaliny po przejściu przez strefę adsorpcji, ze zredukowaną zawartością CO_2, są kierowane z powrotem do instalacji utylizacji spalin, natomiast sorbent częściowo nasycony CO_2 i w mniejszym stopniu N_2 opuszcza reaktor i jest transportowany do sekcji regeneracji.

Dobór węgla aktywnego jako sorbentu wynikał przede wszystkim z jego korzystnych właściwości termicznych i mechanicznych w porównaniu z kruchymi zeolitami rozważanymi dla tego typu procesu. W opisywanym układzie zastosowano sorbent o średnim rozmiarze ziaren około 0,7 mm, cieple właściwym w zakresie od 0,8 do 1,6 kJ/(kg·K) w zależności od temperatury, powierzchni właściwej około 1100-1300 m^2/g oraz gęstości nasypowej zbliżonej do 0,6 g/ml. Parametry te są istotne zarówno dla kinetyki adsorpcji, jak i dla projektowania wymiany ciepła w sekcjach grzania i chłodzenia.

W stanowisku zastosowano wymienniki wężownicowe, umożliwiające ogrzewanie węgla aktywnego. Pierwszy stopień podgrzewania wykorzystuje wodę w układzie odzysku ciepła, krążącą pomiędzy sekcją chłodzenia i sekcją podgrzewania. W kolejnych stopniach ciepło dostarczane jest z wykorzystaniem czynnika związanego z parą pobieraną z upustu turbiny. Celem tego etapu jest doprowadzenie sorbentu do temperatury regeneracji, która w założeniach projektowych wynosi około 180°C. W tej temperaturze następuje znacząca desorpcja zaadsorbowanego CO_2.

W kolumnie podgrzewania przewidziano kontrolę poziomu węgla aktywnego z wykorzystaniem czujników napełnienia oraz regulację pracy dozowników celkowych. Jeżeli dolny czujnik poziomu zostaje odsłonięty, prędkość obrotowa dozownika jest zmniejszana, natomiast zakrycie czujnika górnego powoduje zwiększenie intensywności odbioru sorbentu. Takie rozwiązanie stabilizuje ilość materiału znajdującego się w strefie wymiany ciepła i ogranicza ryzyko pracy wymienników poza

zakresem właściwego zasypu. W dolnej części sekcji regeneracji przewidziano zwężenie i rozszerzenie kanału przepływu sorbentu, w którego górnej strefie odbierany jest gaz uwolniony podczas desorpcji. Podciśnienie niezbędne do zasysania mieszaniny gazowej wytwarzane jest przez wentylator.

Po regeneracji węgiel aktywny jest kierowany do sekcji chłodzenia. Zadaniem tej części instalacji jest obniżenie temperatury sorbentu do wartości umożliwiającej efektywną adsorpcję CO_2 w reaktorze. W sekcji chłodzenia zastosowano dwa stopnie wymiany ciepła. Górna wężownica realizuje wstępne chłodzenie i jednocześnie stanowi część układu wewnętrznego odzysku ciepła, ponieważ odebrane ciepło jest następnie wykorzystywane do wstępnego podgrzewania sorbentu w sekcji regeneracji. Dolna wężownica jest zasilana świeżą wodą o niskiej temperaturze i odpowiada za końcowe schłodzenie węgla aktywnego. Po wyjściu z sekcji chłodzenia sorbent jest ponownie transportowany do reaktora, co zamyka obieg fazy stałej.

Nietypową cechą stanowiska jest trójkątne rozmieszczenie kolumn. Rozwiązanie to wynikało z ograniczeń przestrzennych i konstrukcyjnych. Stanowisko zabudowano na drugiej kondygnacji budynku odsiarczania spalin, gdzie dostępna wysokość pomieszczenia wynosiła około 9 m. Przy masie stanowiska rzędu 16 ton konieczne było także równomierne rozłożenie obciążeń. Układ trójkątny pozwolił obniżyć wymaganą wysokość konstrukcji i rozprowadzić ciężar instalacji na większej powierzchni, bez potrzeby budowy oddzielnego, wysokiego obiektu technologicznego lub kontenera z rozbudowanym systemem pomostów i mediów pomocniczych.

Transport węgla aktywnego pomiędzy sekcjami realizowany jest przenośnikami taśmowymi, a dozowanie sorbentu odbywa się za pomocą podajników celkowych. Dozowniki te umożliwiają regulację strumienia masowego materiału ziarnistego poprzez zmianę prędkości obrotowej wirnika, sterowanej falownikiem. Dla jednego z podajników wyznaczono na stanowisku charakterystykę zależności strumienia masowego od częstotliwości pracy, co pozwoliło wykorzystać go jako element regulacyjny obiegu sorbentu. Rozwiązanie to ma znaczenie dla stabilizacji czasu przebywania węgla aktywnego w poszczególnych sekcjach oraz dla bilansu cieplnego procesu.

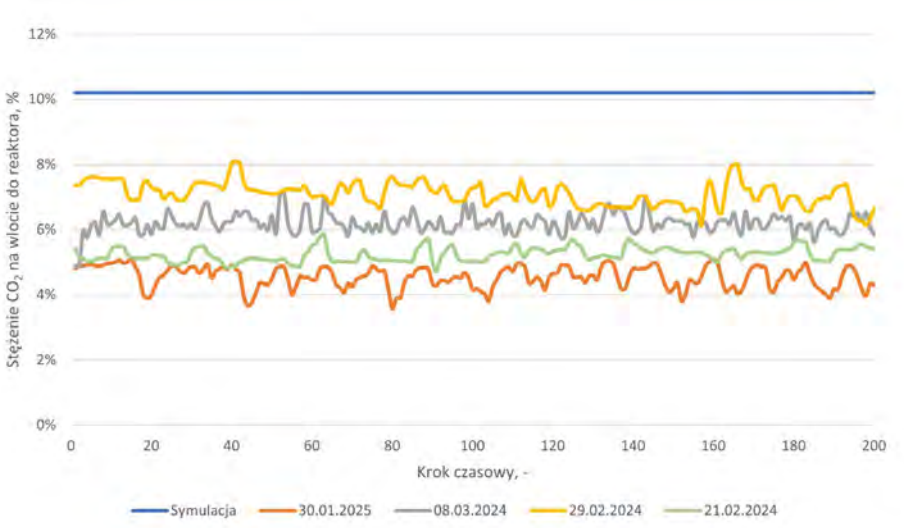
Spaliny pobierane z instalacji kotłowej, lecz przed doprowadzeniem do reaktora przechodzą przez układy oczyszczania, w tym elektrofiltry oraz instalację odsiarczania. Takie usytuowanie stanowiska ogranicza dopływ pyłu oraz kwaśnych składników gazowych, które mogłyby negatywnie wpływać na powierzchni węgla aktywnego, jego trwałość i zdolność adsorpcyjną. Dodatkowo przed wejściem do reaktora strumień gazu jest chłodzony do temperatury około 30°C. Utrzymanie niskiej temperatury spalin na wlocie do sekcji adsorpcji jest istotne, ponieważ sprzyja zwiększeniu efektywności wychwytu i uzyskaniu korzystniejszej czystości produktu.

Stanowisko wyposażono w rozbudowany układ pomiarowo-rejestrujący, obejmujący pomiary temperatury, ciśnienia, strumieni objętościowych i masowych oraz stężenia CO_2 w spalinach. Temperatury są mierzone między innymi w górnych i dolnych częściach sekcji podgrzewania i chłodzenia, w dolnej części reaktora, na dopływie pary i kondensatu do wymienników sekcji grzania, w obiegu odzysku ciepła oraz na wlocie i wylocie spalin z reaktora. Pomiary ciśnienia obejmują reaktor, układ odzysku ciepła oraz zasilanie parowe sekcji podgrzewania. Stężenie CO_2 w gazie przed i za reaktorem wyznaczane jest za pomocą sondy Vaisala CARBOCAP GMP251. Dane pomiarowe są archiwizowane i wizualizowane w systemie akwizycji i nadzoru, co umożliwia analizę pracy stanowiska w czasie rzeczywistym i późniejszą obróbkę wyników.

Z punktu widzenia badań eksperymentalnych stanowisko umożliwia jednoczesną ocenę skuteczności wychwytu CO_2, energochłonności regeneracji sorbentu oraz stabilności obiegu węgla aktywnego. Szczególne znaczenie ma możliwość obserwacji zjawisk, które w modelu obliczeniowym mogą być pomijane lub idealizowane, takich jak straty ciepła do otoczenia, nieidealna izolacja przewodów i sekcji wymiany ciepła, zmienność strumienia sorbentu, degradacja mechaniczna węgla aktywnego oraz osadzanie pyłu na powierzchniach wymienników. Z tego względu instalacja pełni funkcję eksperymentalną oraz walidacyjną dla modeli procesu MBTSA opracowywanych np. w środowisku gPROMS.

3. Walidacja modelu obliczeniowego

Porównywanie wyników obliczeń modelu z danymi pozyskanymi ze stanowiska wykonano dla obciążenia kotła wynoszącego 100%, ze względu na brak możliwości sterowania pracą kotła oraz okresem wykonywania pomiarów przypadającym na zimę i wczesną wiosnę, kocioł musiał również pracować przy maksymalnym obciążeniu. Pomimo tego obliczony skład spalin w modelu różnił się od składu spalin rejestrowanego na stanowisku eksperymentalnym, co przedstawiono na rysunku 2, który zestawia wynik uzyskany przez model oraz wartości zmierzone podczas różnych dni pomiarowych.

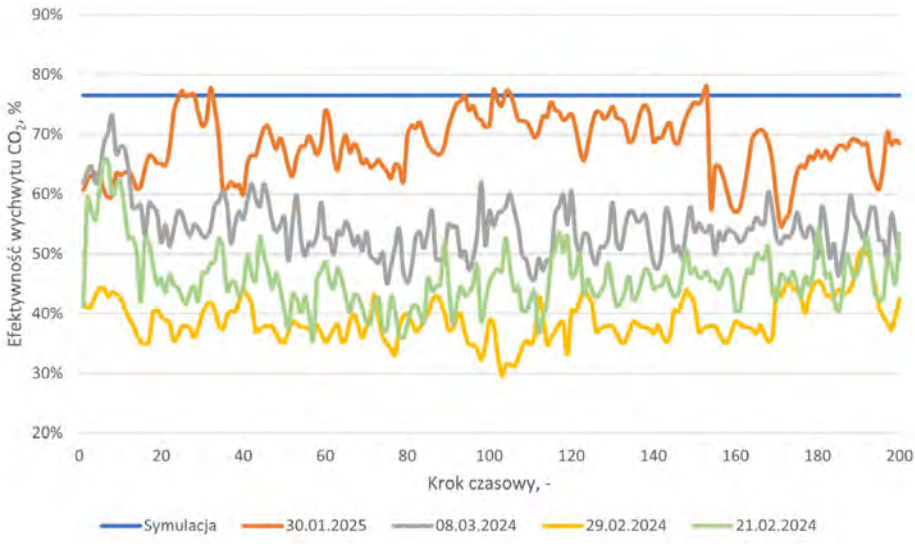


Rys. 2. Wykres stężenia CO_2 w spalinach przed wlotem do reaktora
Źródło: opracowanie własne.

Jak widać pozyskane dane ze stanowiska wskazują znacząco niższy poziom stężenia CO_2 w spalinach niż wartość wyliczona w modelu. Wartości te są także mniejsze od tych przedstawianych przez elektrociepłownię, które powinny mieścić się w przedziale 9,43-12,55%. Jako przyczynę podejrzewa się niekontrolowany dopływ powietrza zewnętrznego do spalin przed ich dotarciem do instalacji wychwytu CO_2, gdzie dokonywane są pomiary stężenia CO_2 tuż przed wlotem do reaktora. Ostatecznie obliczono efektywność wychwytu zgodnie ze wzorem (1), która okazała się zdecydowanie mniejsza niż wyliczona w modelu, co zostało przedstawione na rysunku 3.

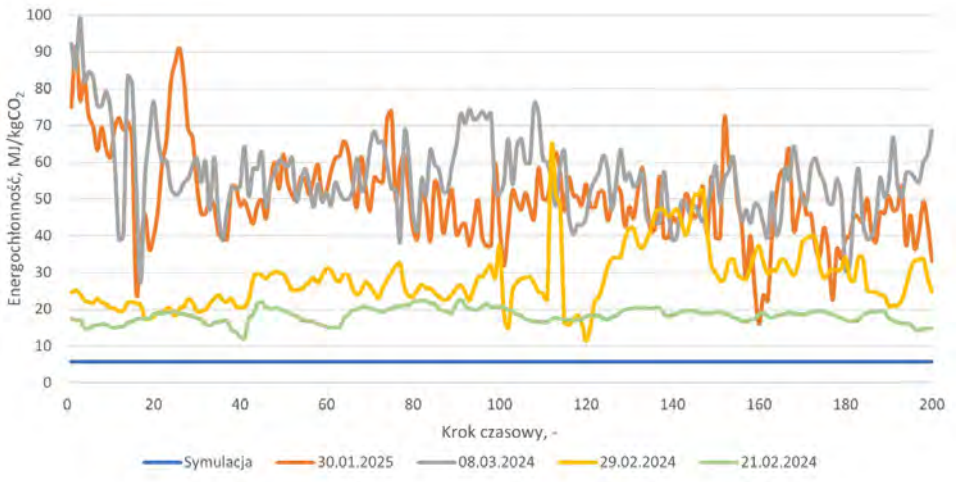
$$\eta = 1 - \frac{CO_{2,out}}{CO_{2,in}} \quad (1)$$

Gdzie:
η – Sprawność wychwytu procesu wychwytu CO_2, -
$CO_{2,out}$ – Stężenie CO_2 w spalinach po przejściu przez sekcję adsorpcji, mol/mol
$CO_{2,in}$ – Stężenie CO_2 w spalinach przed sekcją adsorpcji, mol/mol



Rys. 3. Wykres efektywności wychwytu dla różnych dni pomiarowych
Źródło: opracowanie własne.

Obliczenia wskazują na najwyższą efektywność wychwytu w dniu 30.01.2025, wiązało się to jednak z bardzo wysokim poziomem energochłonności. Jak widać na rysunku 4 największa ilość ciepła potrzebna do zregenerowania sorbentu była w dniach, gdy osiągano najwyższy poziom oczyszczenia spalin, co wiązało się głównie z zastosowaniem większego strumienia masowego węgla aktywnego. Energochłonność, która według symulacji powinna być na poziomie 5,7 MJ/kgCO_2, w rzeczywistości ulegała częstym zmianom oscylując miedzy wartościami od 12 do 75 MJ/kgCO_2, a w ekstremalnych przypadkach nawet 100 MJ/kgCO_2. Porównując rysunek 3 i rysunek 4 można zauważyć, że dążenie do osiągniecia wysokiej efektywności wiąże się z nieproporcjonalnie większym zapotrzebowaniem na ciepło.



Rys. 4. Wykres energochłonności procesu dla różnych dni pomiarowych
Źródło: opracowanie własne.

Obliczenia energochłonności wykonano jako stosunek ilości ciepła dostarczonego do układu w postaci pary do masy wychwyconego CO_2, co przedstawiono za pomocą wzoru (2).

$$\zeta = \frac{Q}{m_{CO_2}} \tag{2}$$

Gdzie:
ζ – Energochłonność wychwytu CO_2, MJ/kg_{CO2}
Q – Ilość ciepła dostarczonego do sekcji grzania w postaci pary, MJ
m_{CO2} – Masa CO2 wychwyconego ze spalin w procesie adsorpcji, kg

Na podstawie analizy wyników i stanowiska stwierdzono, iż kolejne zmiany powinny zostać wprowadzone w stanowisku, a nie w oprogramowaniu. Wynika to z faktu, iż system transportujący węgiel aktywny z sekcji grzania, do sekcji chłodzenia pomimo izolacji termicznej wykazuje duże straty ciepła, które mogłyby być wykorzystywane w wewnętrznym systemie odzysku ciepła. Zauważono nieszczelności w komorze zsypowej pod kolumną grzania nieszczelności, którymi stosunkowo chłodne i wilgotne powietrze wychładza sorbent. Ponadto, zaleca się zwiększyć moc wymienników ciepła, ze względu na zanieczyszczenia powstające na ich powierzchni, które skutkowały późniejszym problemem w uzyskaniu wymaganej temperatury regeneracji sorbentu.

Podsumowanie

Wyniki pomiarów przeprowadzonych na rzeczywistym stanowisku wykazały istotne odchylenia od rezultatów symulacyjnych. Zarejestrowane stężenie CO_2 w spalinach na wlocie do reaktora było niższe niż wartość przyjęta w modelu oraz niższe od typowego zakresu deklarowanego dla analizowanej instalacji kotłowej. Jako prawdopodobną przyczynę wskazano niekontrolowany dopływ powietrza zewnętrznego do strumienia spalin przed miejscem pomiaru i przed wlotem do reaktora adsorpcyjnego. Zjawisko to wpływało bezpośrednio na warunki brzegowe procesu oraz utrudniało jednoznaczne porównanie wyników eksperymentalnych z obliczeniowymi.

Eksperymenty potwierdziły, że zwiększenie strumienia masowego węgla aktywnego może prowadzić do poprawy efektywności wychwytu CO_2, jednak odbywa się to kosztem wyraźnego wzrostu zapotrzebowania na ciepło w sekcji regeneracji. W badanych warunkach jednostkowa energochłonność procesu była znacząco wyższa od wartości uzyskanej w symulacji i w większości przypadków mieściła się w zakresie kilkunastu do kilkudziesięciu MJ/kg_{CO2}. Oznacza to, że rzeczywista praca instalacji była silnie ograniczana przez straty ciepła, niedoskonałości transportu sorbentu oraz warunki eksploatacyjne nieuwzględnione w modelu.

Uzyskane wyniki wskazują, że dalsza poprawa efektywności procesu MBTSA powinna koncentrować się przede wszystkim na modernizacji stanowiska badawczego. Szczególne znaczenie ma ograniczenie strat ciepła, poprawa szczelności układu, stabilizacja strumienia masowego sorbentu, zwiększenie skuteczności wymiany ciepła oraz zapewnienie bardziej powtarzalnych warunków doprowadzenia spalin do reaktora. Dopiero po ograniczeniu tych nieidealności zasadne będzie przeprowadzenie ponownej walidacji i kalibracji modelu obliczeniowego.

Bibliografia

[1] Boot-Handford, M. E., Abanades, J. C., Anthony, E. J., Blunt, M. J., Brandani, S., Mac Dowell, N., Fernández, J. R., Ferrari, M.-C., Gross, R., Hallett, J. P., Haszeldine, R. S., Heptonstall, P., Lyngfelt, A., Makuch, Z., Mangano, E., Porter, R. T. J., Pourkashanian, M., Rochelle, G. T., Shah, N., Yao, J. G., & Fennell, P. S. (2014). Carbon capture and storage update. Energy & Environmental Science, 7(1), 130-189. https://doi.org/10.1039/C3EE42350F

[2] Rochelle, G. T. (2009). Amine scrubbing for CO2 capture. Science, 325(5948), 1652-1654. https://doi.org/10.1126/science.1176731

[3] Anselmi, H., Mirgaux, O., Bounaceur, R., & Patisson, F. (2019). Simulation of post-combustion CO2 capture: A comparison among absorption, adsorption and membranes. Chemical Engineering & Technology, 42(4), 797-804. https://doi.org/10.1002/ceat.201800667

[4] Raganati, F., Miccio, F., & Ammendola, P. (2021). Adsorption of carbon dioxide for post-combustion capture: A review. Energy & Fuels, 35(16), 12845-12868. https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.1c01618

[5] Kong, M., Song, L., Liao, H., Zhang, S., Wang, Y., Deng, X., & Feng, W. (2024). A review on development of post-combustion CO2 capture technologies: Performance of carbon-based, zeolites and MOFs adsorbents. Fuel, 371, 132103. https://doi.org/10.1016/j.fuel.2024.132103

[6] Plaza, M. G., Garcia, S., Rubiera, F., Pis, J. J., & Pevida, C. (2010). Post-combustion CO2 capture with a commercial activated carbon: Comparison of different regeneration strategies. Chemical Engineering Journal, 163(1-2), 41-47. https://doi.org/10.1016/j.cej.2010.07.030

[7] Grande, C. A., Kvamsdal, H., Mondino, G., & Blom, R. (2017). Development of moving bed temperature swing adsorption (MBTSA) process for post-combustion CO2 capture: Initial benchmarking in a NGCC context. Energy Procedia, 114, 2203-2210. https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.03.1357

[8] Mondino, G., Grande, C. A., & Blom, R. (2017). Effect of gas recycling on the performance of a moving bed temperature-swing (MBTSA) process for CO2 capture in a coal fired power plant context. Energies, 10(6), 745. https://doi.org/10.3390/en10060745

[9] Guo, Z., Deng, S., Li, S., Lian, Y., Zhao, L., & Yuan, X. (2019). Entropy analysis of temperature swing adsorption for CO2 capture using the computational fluid dynamics (CFD) method. Entropy, 21(3), 285. https://doi.org/10.3390/e21030285

[10] Mondino, G., Grande, C. A., Blom, R., & Nord, L. O. (2019). Moving bed temperature swing adsorption for CO2 capture from a natural gas combined cycle power plant. International Journal of Greenhouse Gas Control, 85, 58-70. https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2019.03.021

[11] Chen, Y.-S., Chiu, H.-H., Jao, H.-S., Kiew, Y.-Q., & Yu, B.-Y. (2025). Progress in modeling of carbon capture technologies. Cambridge Prisms: Carbon Technologies, 1, e5. https://doi.org/10.1017/cat.2025.10006

[12] Skjervold, V. T., & Nord, L. O. (2023). Enhanced single-loop control of a moving bed temperature swing adsorption CO2 capture process. Computers & Chemical Engineering, 178, 108387. https://doi.org/10.1016/j.compchemeng.2023.108387

[13] van de Haar, A., Trapp, C., Wellner, K., de Kler, R., Schmitz, G., & Colonna, P. (2017). Dynamics of postcombustion CO2 capture plants: Modeling, validation, and case study. Industrial & Engineering Chemistry Research, 56(7), 1810-1822. https://doi.org/10.1021/acs.iecr.6b00034

[14] Grądziel, S., Zima, W., Cebula, A., Rerak, M., Kozak-Jagieła, E., Pawłowski, A., Blom, R., Nord, L. O., Skjervold, V. T., & Mondino, G. (2023). CO2 capture from flue gases in a temperature swing moving bed. Archives of Thermodynamics, 44(4), 63-80. https://doi.org/10.24425/ather.2023.149718

[15] Kozak-Jagieła, E., Rerak, M., Zima, W., Cebula, A., Grądziel, S., Mondino, G., Blom, R., Nord, L. O., & Skjervold, V. T. (2024). The CO2 capture system with a swing temperature moving bed. Acta Mechanica et Automatica, 18(1), 93-100. https://doi.org/10.2478/ama-2024-0012

[16] Zima, W., Pawłowski, A., Grądziel, S., Cebula, A., Rerak, M., Kozak-Jagieła, E., Majdak, M., Mondino, G., & Skjervold, V. T. (2025). CO2 capture from flue gases in a temperature swing moving bed - simulation results vs. the experiment. Energy, 327, 136445. https://doi.org/10.1016/j.energy.2025.136445

DOI: 10.65731/978-83-68673-45-6_33

Analiza termodynamiczna i wstępne pomiary silnika spalinowego sześciosuwowego

IRENEUSZ SZCZYGIEŁ[1], GRZEGORZ PRZYBYŁA[1], Willian C. Nadaleti[2]

[1] Politechnika Śląska, Wydział Inżynierii Środowiska i Energetyki
[2]Federal University of Pelotas
ul. Konarskiego 22, 44–100 Gliwice
[1] e-mail: ireneusz.szczygiel@polsl.pl

Słowa kluczowe: silnik ZI, analiza termodynamiczna, obiegi termodynamiczne, silnik dupaliwowy

Artykuł przedstawia analizę eksperymentalną oraz symulację termodynamiczną innowacyjnego silnika spalinowego o cyklu sześciosuwowym zasilanego mieszaniną wodoru i metanu. Celem pracy była ocena możliwości zwiększenia sprawności energetycznej silników o zapłonie iskrowym oraz ograniczenia emisji zanieczyszczeń poprzez zastosowanie zaawansowanego cyklu pracy i paliw o obniżonej emisyjności. Badania wpisują się w kontekst transformacji energetycznej oraz poszukiwania rozwiązań redukujących emisję gazów cieplarnianych w sektorze transportu i przemysłu. W pierwszym etapie badań przeprowadzono eksperymenty na jednocylindrowym silniku czterosuwowym zasilanym mieszaniną zawierającą objętościowo 60% wodoru i 40% metanu. Silnik pracował przy stałej prędkości 1500 obr./min, przy współczynniku nadmiaru powietrza λ = 1,3. Analizowano wpływ kąta wyprzedzenia zapłonu na parametry pracy oraz emisję silnika. W drugim etapie przeprowadzono analizę termodynamiczną obiegu porównawczego silnika w cyklu sześciosuwowym. W proponowanej koncepcji po klasycznym czterosuwowym cyklu spalania, z uwagi na fakt, iż spalana jest mieszanka uboga, w cylindrze pozostają spaliny zawierające tlen. W końcowej fazie rozprężania następuje wtrysk wody, który obniża temperaturę gazów roboczych. Następnie do cylindra wprowadzana jest dodatkowa dawka wodoru, tworząca z pozostałym tlenem mieszaninę stechiometryczną. Jej zapłon prowadzi do dodatkowego suwu pracy, umożliwiającego odzysk części energii spalin.

Uzyskane wyniki wskazują, że połączenie cyklu sześciosuwowego z paliwami zawierającymi wodór może stanowić perspektywiczne rozwiązanie dla poprawy sprawności silników spalinowych przy jednoczesnej redukcji emisji zanieczyszczeń, szczególnie w sektorach, w których pełna elektryfikacja jest utrudniona.

1. Wstęp

Jako jedno z kluczowych wyzwań omawianych podczas COP28, obecny kryzys energetyczny wzmacnia potrzebę zdecydowanego zaangażowania w transformację od paliw kopalnych ku źródłom odnawialnym [1]. Oprócz skutków zmian klimatycznych transformacja energetyczna jest obecnie postrzegana jako globalny stan nadzwyczajny. Rządy, instytucje oraz przemysł poszukują rozwiązań umożliwiających ograniczenie zależności od paliw kopalnych oraz rozwój czystszych i zrównoważonych alternatyw. W tym kontekście sektor transportu stanowi zarówno jedno z największych wyzwań, jak i jedną z największych szans. Emisje CO_2, NOx oraz węglowodorów wymagają ograniczenia, co będzie wymagało nie tylko opracowania nowych technologii, lecz również ponownego przemyślenia i modernizacji istniejących technologii silnikowych.

Transformacja energetyczna w sektorze transportu pozostaje wyzwaniem dla wielu krajów [2]. W regionach, gdzie elektryfikacja nie została jeszcze wdrożona na szeroką skalę, przejście od silników spalinowych (ICE) do pojazdów elektrycznych może prowadzić w krajach uzależnionych od ropy naftowej do kryzysów gospodarczych [3]. W związku z tym silniki spalinowe nadal odgrywają fundamentalną rolę w globalnym miksie energetycznym. W konsekwencji podejmowane są liczne działania mające na celu ich udoskonalenie lub adaptację do wykorzystania paliw odnawialnych, takich jak biogaz [4], mieszaniny amoniaku i wodoru [5], mieszaniny CO i H_2 [6], gazy powstające w procesie zgazowania biomasy [7], etanol [8], a także poprzez badania nad cyklami sześciosuwowymi [9,10]. Celem tych innowacji jest poprawa sprawności cieplnej, redukcja zużycia paliwa oraz ograniczenie emisji zanieczyszczeń, co prowadzi do bardziej inkluzywnej i technologicznie zróżnicowanej transformacji energetycznej. Jednakże rosnące międzynarodowe wymagania dotyczące redukcji emisji gazów cieplarnianych (GHG) oraz zwiększania sprawności silników spalinowych wymuszają rozwój rozwiązań wykraczających poza klasyczne silniki czterosuwowe. Jednym z takich rozwiązań są silniki sześciosuwowe z wtryskiem wody. Dotychczas jednak liczba badań dotyczących tej technologii pozostaje ograniczona.

Propozycja wprowadzenia sześciosuwowego cyklu termodynamicznego w tłokowych silnikach spalinowych jest znana od dawna, sięgając XX wieku. Pierwszą koncepcję takiego cyklu przedstawił Samuel Griffin w 1883 roku. W kolejnych latach inni autorzy rozwijali tę ideę. Zgodnie z pracą Conklina i Szybista [11], pierwszy patent został przyznany Dyer w 1920 roku [12]. Autorzy zaproponowali metodę zwiększenia osiągów standardowego silnika czterosuwowego (pracującego w cyklu Diesla lub Otto) poprzez dodanie dwóch dodatkowych suwów. W proponowanej koncepcji cykl sześciosuwowy stanowi rozszerzenie klasycznego cyklu czterosuwowego o dodatkowy dwusuwowy cykl odzysku ciepła z wykorzystaniem pary wodnej. Zgodnie z tym podejściem zatrzymanie części gazów spalinowych w cylindrze oraz wtrysk wody w piątym suwie prowadzą do powstania dodatkowego (szóstego) suwu pracy [11]. Nimsiriwangso i in. [13] przeprowadzili badania modelowe silników sześciosuwowych, wykazując, że najwyższą sprawność efektywną uzyskuje się przy wtrysku wody w górnym martwym punkcie (TDC). Wtrysk zbyt wczesny (BTDC) powoduje powstawanie pary podczas sprężania, co zwiększa nakład pracy i obniża zysk netto, natomiast wtrysk zbyt późny (ATDC) skutkuje niewystarczającym wykorzystaniem suwu pracy dla ekspansji pary.

Jak wskazano wcześniej, liczba badań dotyczących modyfikacji silników czterosuwowych do konfiguracji sześciosuwowej z wtryskiem wody jest ograniczona. Ponadto większość dostępnych prac dotyczy wykorzystania paliw kopalnych, takich jak benzyna [14], LPG [13], konwencjonalne mieszanki paliwowe [15], czy układy hybrydowe z silnikami elektrycznymi [16]. Istnieją również doniesienia dotyczące sześciosuwowych silników wysokoprężnych [17]. W badaniu Arabaci i in. [18], odnotowano wzrost sprawności cieplnej o ponad 8% oraz redukcję emisji CO, NO i HC po konwersji silnika czterosuwowego na sześciosuwowy z wtryskiem wody; zastosowanym paliwem był LPG. Z tego względu wyniki dla paliw odnawialnych lub niskoemisyjnych są jeszcze ograniczone i wymagają dalszych badań. Podobnie w pracy Yang i in. [19] analizowano wpływ czasu wtrysku, masy oraz temperatury wody, jednak zastosowano benzynę i nie przeprowadzono analizy emisji.

W świetle przedstawionych danych przegląd literaturowy Mejía-Gallon i in. [20] wskazuje, że choć prowadzone są badania numeryczne i eksperymentalne nad silnikami sześciosuwowymi z wtryskiem wody, nadal istnieją istotne luki badawcze w zakresie różnorodności stosowanych paliw. Autorzy

podkreślają również potencjał tej technologii w kontekście wykorzystania paliw odnawialnych. Badania Gupta i in. (2018) nad silnikiem ZI czterosuwowym przekształconym w sześciosuwowy wykazały, że zastosowanie acetylenu (zarówno w mieszance z benzyną, jak i samodzielnie) prowadzi do wzrostu sprawności cieplnej i mocy efektywnej, a także do redukcji emisji CO, HC i NOx [21].

Badania nad silnikami czterosuwowymi pracującymi w bardziej zaawansowanych cyklach, w połączeniu z wykorzystaniem paliw odnawialnych, umożliwiają ocenę poprawy efektywności energetycznej przy jednoczesnym ograniczaniu emisji. W kontekście dominacji badań nad klasycznymi silnikami cztero- i dwusuwowymi z pojedynczym paliwem (benzyna, olej napędowy), celem i innowacją niniejszej pracy było połączenie sześciosuwowego cyklu pracy z dwupaliwową mieszaniną wodoru i metanu. Taki układ hybrydowy pozwala wykorzystać wysoką wartość energetyczną wodoru oraz stabilność spalania metanu, co sprzyja poprawie sprawności cieplnej.

Przeprowadzone badania obejmowały analizę silnika czterosuwowego zmodyfikowanego do pracy w cyklu sześciosuwowym, zasilanego mieszaniną wodoru i metanu. Jednym z kluczowych wyników było uzyskanie obniżonych emisji NOx przy jednoczesnej sprawności indykowanej przekraczającej 37% dla kąta wyprzedzenia zapłonu wynoszącego 19° CA BTDC. Wyniki te wskazują, że jednoczesne ograniczenie emisji oraz utrzymanie wysokiej sprawności – trudne nawet w silnikach konwencjonalnych – jest możliwe również w bardziej złożonych układach sześciosuwowych z wtryskiem wody. Uzyskane rezultaty potwierdzają techniczną i środowiskową zasadność zastosowania mieszaniny wodoru i metanu w tego typu jednostkach napędowych.

Ponadto przedstawione dane wskazują na nowe możliwości implementacji tej technologii w sektorach o ograniczonym poziomie elektryfikacji, umożliwiając redukcję zależności od paliw kopalnych, ograniczenie oddziaływania na środowisko oraz zwiększenie odporności systemów energetycznych. Integracja paliw odnawialnych z zaawansowanymi cyklami pracy silników przyczynia się do ograniczenia emisji atmosferycznych oraz dywersyfikacji źródeł energii. Szczególnie istotne jest to w kontekście sektorów takich jak transport, gdzie elektryfikacja pozostaje ograniczona, co dodatkowo podkreśla znaczenie modernizacji istniejących technologii silnikowych w kierunku wyższej sprawności termodynamicznej oraz kompatybilności z paliwami odnawialnymi.

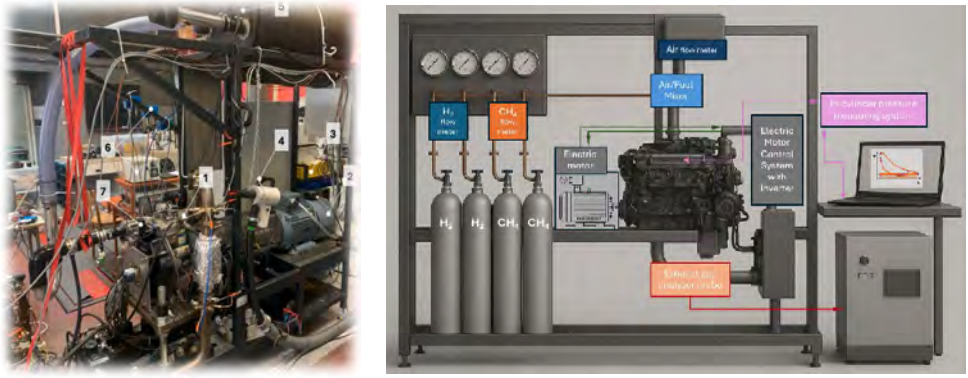
1. Analiza możliwości implementacji cyklu sześciosuwowego w silniku o zapłonie iskrowym

Badania nad możliwością implementacji cyklu sześciosuwowego w silniku o zapłonie iskrowym (ZI) przeprowadzono w dwóch etapach. W pierwszym etapie wykonano badania eksperymentalne silnika czterosuwowego zasilanego mieszaniną wodoru i metanu. Zastosowano mieszaninę zawierającą objętościowo 60% H_2 oraz 40% CH_4, co odpowiadało 32% udziałowi energetycznemu wodoru w mieszaninie (HES). Silnik pracował ze stałą prędkością obrotową 1500 obr/min oraz przy całkowicie otwartej przepustnicy. Pomiary prowadzono dla współczynnika nadmiaru powietrza równego 1,3, w zakresie zmiennych kątów wyprzedzenia zapłonu. Na podstawie uzyskanych wyników przeanalizowano charakterystyczne etapy procesu spalania mieszaniny wodorowo-metanowej. Wyznaczono parametry pracy silnika oraz, na podstawie pomiarów składu spalin, obliczono emisje jednostkowe CO, CH_4, NO i CO_2. Drugi etap obejmował analizę termodynamiczną cyklu sześciosuwowego z zastosowaniem tego samego paliwa, które wykorzystano w badaniach eksperymentalnych silnika czterosuwowego w pierwszym etapie.

1.1. Stanowisko badawcze silnika czterosuwowego

Do badań eksperymentalnych wykorzystano stanowisko badawcze wyposażone w czterosuwowy silnik o zapłonie iskrowym. Dane techniczne silnika przedstawiono w tabeli 1. Podczas badań asynchroniczny silnik elektryczny służył do rozruchu oraz do hamowania silnika spalinowego. Układ sterowania stanowiska umożliwiał wybór pracy maszyny asynchronicznej w trybie silnikowym lub generatorowym. Podczas rozruchu silnika spalinowego stosowano tryb silnikowy, natomiast w trakcie badań wał korbowy silnika obciążano momentem hamującym maszyny asynchronicznej pracującej jako generator.

Zużycie paliwa, tj. CH_4 i H_2, mierzono za pomocą masowych przepływomierzy Aalborg XFM. Pomiar ciśnienia w cylindrze realizowano z użyciem aparatury firm Kistler i National Instruments oraz programu opracowanego w środowisku LabVIEW. Skład wilgotnych spalin oznaczano za pomocą analizatora gazów FTIR. Stanowisko badawcze wraz z aparaturą pomiarową przedstawiono na rys. 1a.



a b

Rysunek 1. Schemat stanowiska pomiarowego. 1 - silnik spalinowy; 2 - elektryczny silnik asynchroniczny; 3 - analizator spalin; 4 - pobór gazów spalinowych; 5 – przepływomierz; 6 - pomiar ciśnienia wewnątrz cylindra; 7 - mieszalnik metanu i wodoru

Do kluczowych podsystemów zastosowanego układu badawczo-pomiarowego należały: układ pomiaru ciśnienia w cylindrze, analizator gazów FTIR, przepływomierze H_2 i CH_4 oraz termopary typu K, rys. 1b.

Pomiar ciśnienia w cylindrze silnika realizowano za pomocą piezoelektrycznego przetwornika ciśnienia Kistler typu 6081A50, współpracującego ze wzmacniaczem ładunku typu 5039A212. Ponieważ piezoelektryczne przetworniki ciśnienia umożliwiają jedynie pomiar zmian ciśnienia, konieczny był również pomiar ciśnienia bezwzględnego w kolektorze dolotowym silnika, aby odnieść wykres indykatorowy do znanej wartości ciśnienia bezwzględnego.

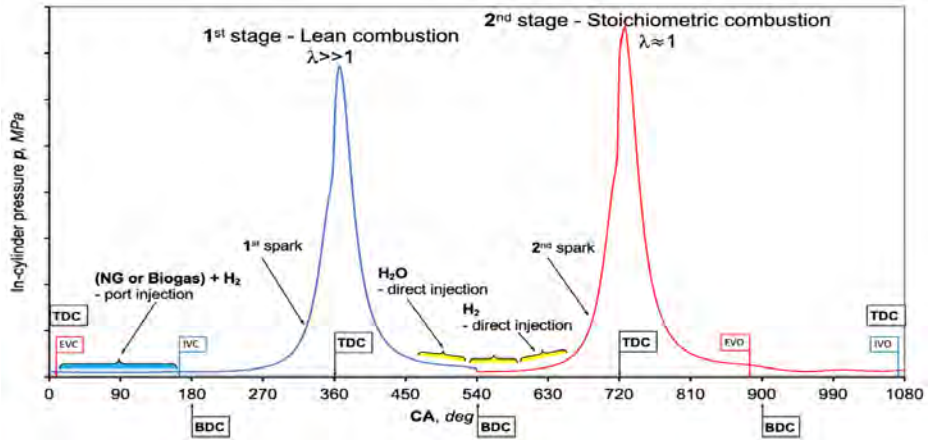
W tym celu zastosowano piezorezystancyjny przetwornik ciśnienia Kistler typu 4045A1, współpracujący z kondycjonerem sygnału typu 4618A0. Sygnały napięciowe odpowiadające ciśnieniu w cylindrze oraz w kolektorze dolotowym były próbkowane i rejestrowane przez system pomiarowy wyposażony w dwie karty National Instruments typu PXI-6133 oraz PXI-6602. Próbkowanie sygnału napięciowego ciśnienia realizowano z wykorzystaniem enkodera o rozdzielczości 1024 punktów

pomiarowych na jeden obrót wału korbowego. Enkoder był wyposażony w znacznik położenia umożliwiający lokalizację tłoka w górnym martwym punkcie (TDC). Cały system pomiarowy był zarządzany przez aplikację opracowaną w środowisku LabVIEW.

Pomiar przepływu paliw prowadzono za pomocą termicznych przepływomierzy masowych Aalborg: typu XFM 47 dla metanu oraz typu XFM 37 dla wodoru. Skład gazów spalinowych mierzono z wykorzystaniem analizatora FTIR Gasmet DX4000.

1.2. Analiza termodynamiczna obiegu sześciosuwowego

Na rys. 2 przedstawiono koncepcję cyklu sześciosuwowego (6SCE) rozważaną do zastosowania w silnikach o zapłonie iskrowym zasilanych wodorem lub mieszaniną wodoru z innym paliwem gazowym. Proponowana implementacja cyklu sześciosuwowego w silniku ZI przebiega następująco.



Rysunek 2. Koncepcja cyklu sześciosuwowego

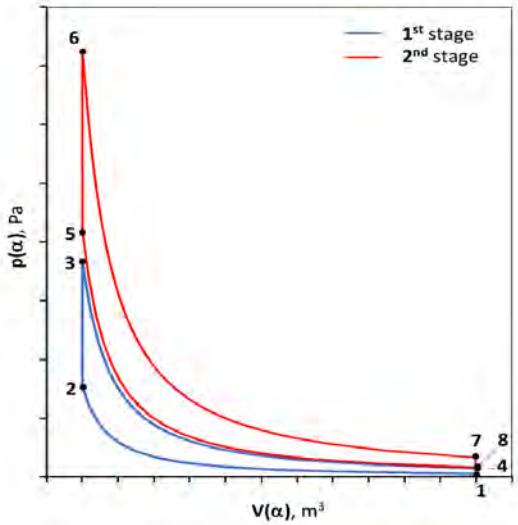
i) Etap pierwszy, analogiczny do standardowego cyklu czterosuwowego. Cykl rozpoczyna się od zasilania silnika ubogą mieszanką paliwowo-powietrzną. Preferowanymi paliwami są różne paliwa gazowe zawierające wodór lub czysty wodór. W przypadku zastosowania czystego wodoru wymagana jest uboga mieszanka, przy założonym współczynniku nadmiaru powietrza nie mniejszym niż 3. Paliwo może być doprowadzane za pomocą mieszalnika gaz–powietrze lub wtryskiwacza gazowego umieszczonego w kolektorze dolotowym. Etap ten przebiega analogicznie do klasycznego cyklu czterosuwowego: cylinder zostaje napełniony mieszanką paliwowo-powietrzną, następnie mieszanka jest sprężana i zapalana tuż przed osiągnięciem przez tłok górnego martwego punktu (TDC). Po zapłonie suw rozprężania generuje pracę, powodując powstanie momentu obrotowego na wale korbowym.

ii) Etap drugi, dodatkowy suw pracy. Po pierwszym suwie rozprężania zawory dolotowy i wylotowy pozostają zamknięte, zatrzymując w cylindrze spaliny bogate w tlen. W celu obniżenia temperatury w cylindrze proponuje się wtrysk wody pod koniec pierwszego suwu rozprężania lub na początku następującego po nim suwu sprężania. Dalsze obniżenie temperatury uzyskuje się poprzez bezpośredni wtrysk dodatkowej dawki paliwa, tj. wodoru, do cylindra. Ilość wtryśniętego wodoru musi zapewnić powstanie mieszanki stechiometrycznej z tlenem resztkowym pozostałym po

pierwszym etapie spalania. Nowo utworzona mieszanka jest następnie sprężana. Drugi zapłon inicjowany jest przed osiągnięciem przez tłok TDC, co prowadzi do kolejnego suwu rozprężania generującego dodatkową pracę oraz moment obrotowy na wale korbowym.

Do wyznaczenia parametrów termodynamicznych cyklu sześciosuwowego przyjęto następujące założenia i uproszczenia:
a) sprężanie i rozprężanie czynnika roboczego, tj. mieszaniny paliwowo-utleniającej oraz spalin, traktowano jako procesy izentropowe;
b) proces spalania modelowano jako izochoryczne doprowadzenie ciepła, zarówno w pierwszym, jak i drugim etapie cyklu, bez strat ciepła do otoczenia.

Konfigurację cyklu sześciosuwowego na wykresie p–V, wraz z charakterystycznymi punktami stanu, przedstawiono na rys. 3.



Rysunek 3. Koncepcja cyklu sześciosuwowego, układ *p-V*

Opracowano zestaw równań umożliwiających wyznaczanie parametrów termodynamicznych w charakterystycznych punktach stanu cyklu sześciosuwowego silnika zasilanego mieszaniną metanu i wodoru, zgodnie z rys. 3. Algorytm numeryczny zaimplementowano w języku Python. Właściwości termofizyczne czynników roboczych określano z wykorzystaniem otwartoźródłowej biblioteki CoolProp, traktując gazy jako rzeczywiste. Na podstawie geometrii mechanizmu korbowo-tłokowego silnika użytego w badaniach eksperymentalnych (tabela 1) określono chwilową objętość cylindra jako funkcję położenia wału korbowego. Analizowany cykl składa się z następujących procesów.

1–2 - izentropowe sprężanie mieszanki

W pierwszym kroku temperaturę mieszaniny dla zadanego ciśnienia i aktualnej objętości cylindra obliczano z równania stanu gazu rzeczywistego, równanie (1).

$$T_1 = f(p_1, v_1) \tag{1}$$

Następnie, w równaniu (2), wykorzystano warunek procesu izentropowego.

oraz $T_2 = f(p_2, s_2)$ (2)

Parametry w punkcie 2 cyklu wyznaczano iteracyjnie.

2-3 - doprowadzanie ciepła

Ilość ciepła doprowadzonego w tej części cyklu określano jako ciepło wydzielone w wyniku całkowitego i zupełnego spalania paliwa zawartego w mieszance paliwowo-powietrznej. Ciepło doprowadzano w sposób nieskończenie szybki, tj. w warunkach izochorycznych, do produktów procesu spalania, czyli spalin. Otrzymane parametry termodynamiczne wyznaczano iteracyjnie na podstawie równań (3) i (4).

$$u_3(T_3, p_3) = u_2(T_2, p_2) + q \quad (3)$$

$$T_3 = f(u_3, v_3) \quad (4)$$

3-4 - izentropowe rozprężanie spalin – etap pierwszy

Parametry termodynamiczne czynnika roboczego w trakcie pierwszej fazy rozprężania, aż do chwili wtrysku wody, który w rzeczywistym silniku powinien nastąpić po zakończeniu procesu spalania, wyznaczano iteracyjnie z równań (5) i (6).

$$s_4(T_4, p_4) = s3(T_3, p_3) \quad (5)$$

$$T_4 = f(p_4, s_4) \quad (6)$$

4-5 - wtrysk wody

Przyjęto, że wtrysk wody realizowany w końcowej fazie pierwszego etapu rozprężania, zachodzi w sposób nieskończenie szybki. W obliczeniach masę wody definiowano jako procentowy udział masy rozprężającego się ładunku roboczego. Do obliczenia wynikowych parametrów cyklu zastosowano równania (7)–(9).

$$u_5(T_5, p_5) = u_4(T_4, p_4) - m_w r \quad (7)$$

$$T_5 = f(\rho_5, p_5) \quad (8)$$

$$\rho_5 = \frac{m_w + mg}{V_5} \quad (9)$$

5-6 - izentropowe rozprężanie spalin po wtrysku wody

Parametry czynnika roboczego na końcu pierwszego etapu rozprężania, po wtrysku wody, obliczano z wykorzystaniem równań (10) i (11).

$$s_6(T_6, p_6) = s5(T_5, p_5) \quad (10)$$

$$T_6 = f(p_6, s_6) \quad (11)$$

6-7 - izentropowe sprężanie mieszaniny z dodatkiem H_2

$$s_7(T_7, p_7) = s6(T_6, p_6) \tag{12}$$

$$T_7 = f(p_7, s_7) \tag{13}$$

Ten etap cyklu obejmuje sprężanie spalin pochodzących z wcześniej spalonej mieszanki paliwowo-powietrznej. Gazy te zawierają tlen resztkowy. Do mieszaniny wprowadzana jest dawka wodoru. Masę wtryskiwanego wodoru obliczano precyzyjnie tak, aby uzyskać mieszankę stechiometryczną dla kolejnego procesu spalania. Temperaturę na końcu sprężania wyznaczano z równań (12) i (13).

7-8 - drugie spalanie – izochoryczne doprowadzenie ciepła

Ilość ciepła doprowadzonego w tej części cyklu określano na podstawie ciepła wydzielonego w wyniku całkowitego i zupełnego spalania dodatkowej dawki wodoru w warunkach stechiometrycznych. Ciepło doprowadzano w sposób nieskończenie szybki, tj. w warunkach izochorycznych, do powstałych spalin. Parametry termodynamiczne po doprowadzeniu ciepła wyznaczano iteracyjnie z równań (14) i (15).

$$u_8(T_8, p_8) = u_7(T_7, p_7) + q_{h2} \tag{14}$$

$$T_8 = f(u_8, v_8) \tag{15}$$

8-9 - drugie rozprężanie końcowych gazów spalinowych

Ten etap cyklu obejmuje rozprężanie ładunku po spaleniu wodoru. Końcowe parametry termodynamiczne czynnika roboczego wyznaczano iteracyjnie na podstawie równań (16) i (17).

$$s_9(T_9, p_9) = s8(T_8, p_8) \tag{16}$$

(17)

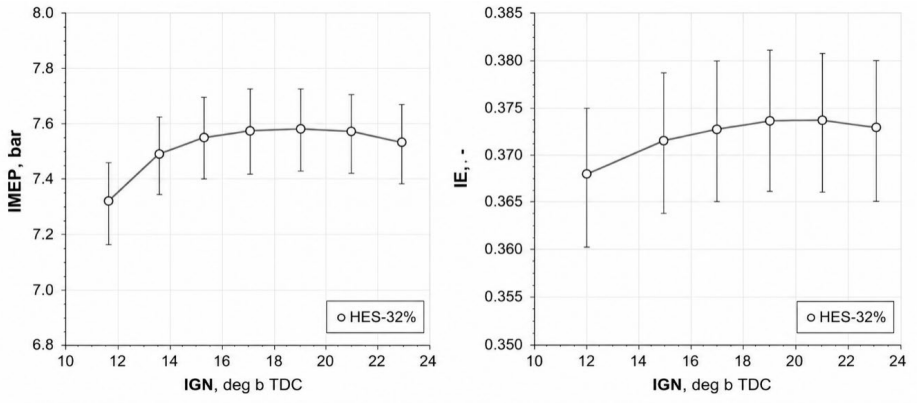
Z wykorzystaniem przedstawionego algorytmu przeprowadzono obliczenia cyklu sześciosuwowego, stosując w pierwszej części cyklu tę samą mieszaninę paliwową, która została użyta w badaniach eksperymentalnych silnika czterosuwowego. Wyniki obliczeń przedstawiono w sekcji 2

2. Wyniki i dyskusja

Niniejsza sekcja została podzielona na dwie części. W pierwszej omówiono wyniki eksperymentalne silnika czterosuwowego w zakresie sprawności i emisji. W drugiej przeanalizowano dane termodynamiczne cyklu sześciosuwowego.

2.1. Analiza danych eksperymentalnych silnika czterosuwowego – sprawność i emisje

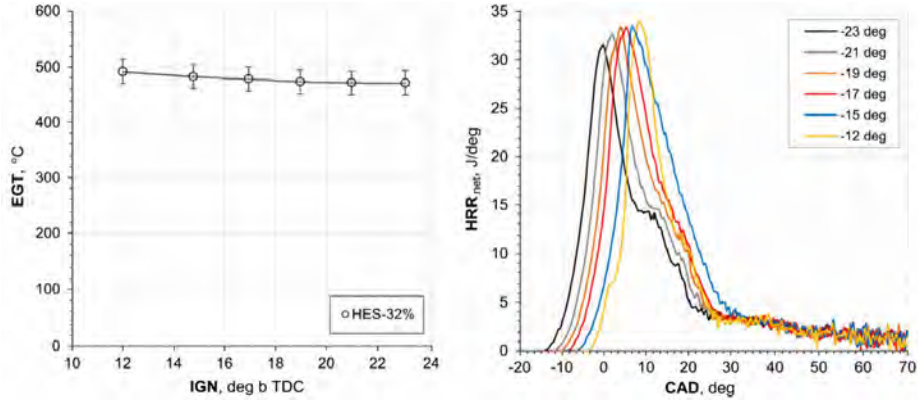
Na rys. 4–9 przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych. Paliwo stanowiła mieszanina zawierająca objętościowo 60% H_2 oraz 40% CH_4. Współczynnik nadmiaru powietrza podczas badań wynosił 1,3. Silnik spalinowy pracował ze stałą prędkością obrotową 1500 obr/min oraz przy całkowicie otwartej przepustnicy.



Rysunek 4. IMEP oraz sprawność indykowana (IE) w funkcji kąta wyprzedzenia zapłony

Na rys. 4a przedstawiono zależność średniego ciśnienia indykowanego (IMEP) od kąta wyprzedzenia zapłonu (IGN) dla mieszaniny HES-32%. Uzyskane wyniki wskazują, że najwyższe wartości IMEP osiągnięto dla kąta wyprzedzenia zapłonu w zakresie 19–21° przed GMP (bTDC). Wynika to z charakterystyki spalania badanej mieszaniny HES-32%, co potwierdza przebieg funkcji szybkości wydzielania ciepła HRR, przedstawiony na rys. 5a. Dla kątów wyprzedzenia zapłonu 19° i 21° maksimum funkcji HRR występuje w pobliżu położenia tłoka w GMP, co przekłada się na optymalny przebieg ciśnienia podczas rozprężania czynnika roboczego, a tym samym na skuteczniejszą konwersję ciepła w pracę indykowaną.

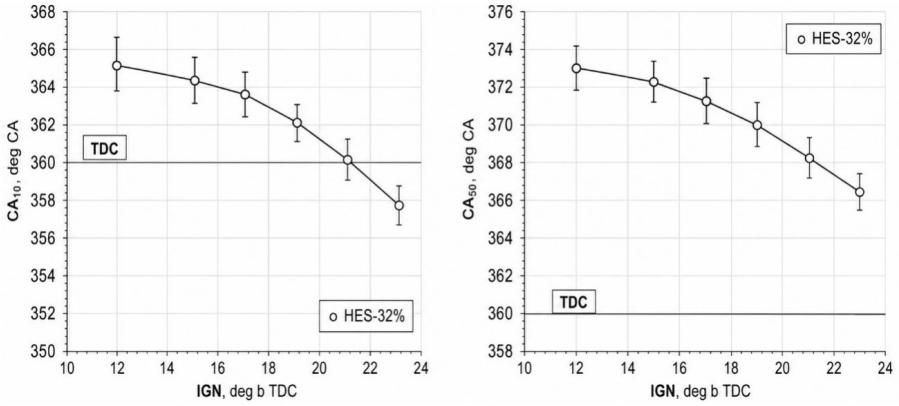
Należy zauważyć, że paliwa o większej zawartości H_2, takie jak HES-32%, wykazują tendencję do spalania stukowego, zwłaszcza przy dużych wartościach wyprzedzenia zapłonu. Wzrost IMEP dla mieszaniny HES-32% jest widoczny przy zwiększaniu kąta wyprzedzenia zapłonu od 12° do około 18–21° bTDC. Po przekroczeniu tego zakresu wyniki są zgodne z obserwacjami Huang i in. [24], którzy wykazali, że zbyt wczesny zapłon pogarsza rozwój płomienia w komorze spalania. Innymi słowy, spadek IMEP w zakresie od 18° do 23° bTDC odpowiada utracie osiągów opisanej przez tych autorów. Ponadto wskazali oni, że przy wcześniejszym zapłonie indykowana sprawność cieplna przekraczała 41%, natomiast zmniejszała się w przypadku opóźnionego zapłonu, co pokazano na rys. 4b.



Rysunek 5. Temperatura wylotowa (EGT) oraz szybkość wydzielania ciepła (HRR) w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu

Na rys. 5a przedstawiono zależność temperatury spalin (EGT) od kąta wyprzedzenia zapłonu dla mieszaniny HES-32%. EGT stanowi użyteczną pośrednią miarę sprawności procesu spalania. Spadkowy trend EGT wraz ze wzrostem wyprzedzenia zapłonu jest zgodny z wcześniejszymi obserwacjami: optymalny zakres kąta zapłonu wynosił około 18–21° bTDC, ponieważ charakteryzował się korzystnym kompromisem między mocą, sprawnością i emisjami. Temperatura spalin zmniejszała się w przybliżeniu liniowo wraz ze wzrostem kąta wyprzedzenia zapłonu od około 12° do 23° bTDC — od około 495°C przy 12° bTDC do około 475°C przy 23° bTDC.

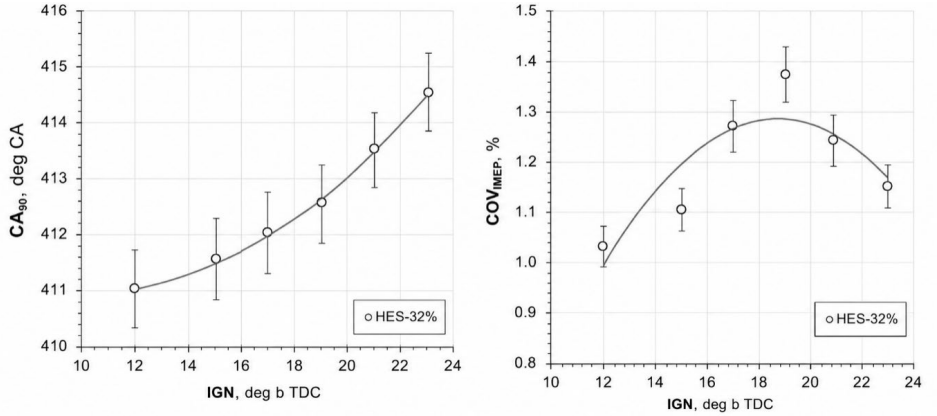
Rys. 5b przedstawia szybkość wydzielania ciepła netto (HRRnet) w funkcji kąta obrotu wału korbowego (CAD) dla różnych kątów wyprzedzenia zapłonu od −23° CAD do −12° CAD. Maksimum wydzielania ciepła występowało wcześniej w cyklu wraz ze zwiększaniem wyprzedzenia zapłonu. Dla kąta −23° CAD uzyskano najwcześniejszy i najwęższy pik wydzielania ciepła. Optymalny zakres zapłonu, około −17° do −15° CAD, odpowiadał sytuacji, w której maksimum szybkości wydzielania ciepła występowało tuż po GMP, umożliwiając najbardziej efektywne wykorzystanie energii spalania do wykonania pracy. Jak wskazali również Yamin i in. [25], zwiększanie wyprzedzenia zapłonu powoduje wzrost strat ciepła do ścianek silnika. Ponieważ spalanie kończy się wcześniej, produkty spalania przez dłuższy czas pozostają w warunkach sprzyjających wymianie ciepła z otoczeniem. Jednocześnie autorzy podkreślają, że pewien poziom wymiany ciepła z cylindrem może korzystnie wpływać na osiągi silnika.



Rysunek 6. Kąty CA10 oraz CA50 w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu

Na rys. 6a przedstawiono kąt obrotu wału korbowego odpowiadający spaleniu 10% masy ładunku (CA10) w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu dla mieszaniny HES-32%. Wraz ze wzrostem wyprzedzenia zapłonu, w zakresie około 11–23° bTDC, wartość CA10 systematycznie maleje. Oznacza to, że początek spalania następuje wcześniej wraz ze zwiększaniem wyprzedzenia zapłonu. W zakresie około 20–23° bTDC nachylenie charakterystyki rośnie, co wskazuje na większą wrażliwość procesu spalania na dalsze zwiększanie wyprzedzenia zapłonu.

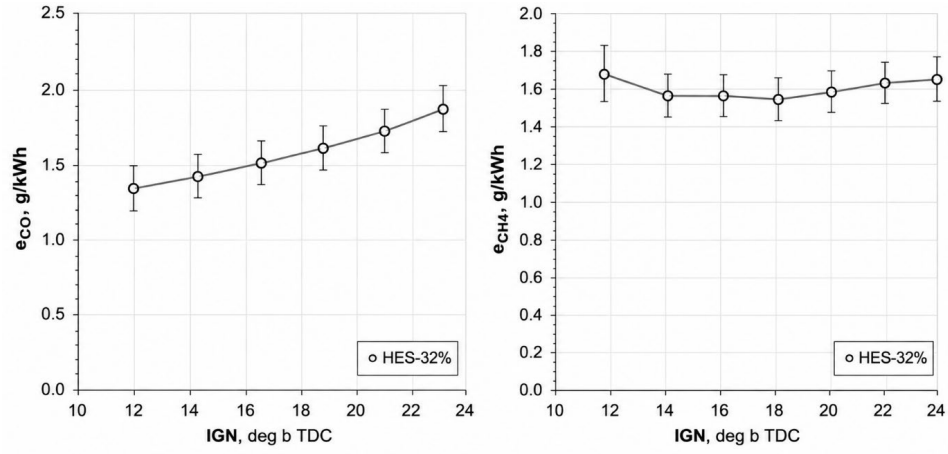
Rys. 6b przedstawia kąt obrotu wału korbowego odpowiadający spaleniu 50% masy ładunku (CA50) w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu. Jest to ważny parametr fazowania spalania, ściśle związany ze sprawnością i mocą silnika. Optymalne fazowanie spalania występuje w przybliżeniu dla kąta wyprzedzenia zapłonu 18–21° bTDC, przy CA50 wynoszącym około 368–370° CA, co odpowiada maksymalnej sprawności cieplnej. Dalsze zwiększanie wyprzedzenia zapłonu zwiększa ryzyko spalania stukowego oraz wystąpienia pracy ujemnej, ponieważ CA50 przesuwa się bliżej GMP.



Rysunek 7. Kąt CA90 oraz średnie ciśnienie indykowane w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu

Na rys. 7a przedstawiono zależność kąta obrotu wału korbowego odpowiadającego spaleniu 90% masy ładunku (CA90) od kąta wyprzedzenia zapłonu. Ogólny trend wskazuje na niewielki wzrost CA90 wraz ze wzrostem wyprzedzenia zapłonu. Mieszanina HES-32% wykazywała stabilny przebieg spalania oraz bardzo stabilny czas jego trwania, co jest korzystne z punktu widzenia sprawności silnika i emisji, ponieważ stabilne fazowanie spalania stanowi warunek optymalizacji pracy jednostki.

Rys. 7b przedstawia zależność współczynnika zmienności średniego ciśnienia indykowanego (COVIMEP) od kąta wyprzedzenia zapłonu. COVIMEP opisuje zmienność cyklową pracy silnika. Wartości COVIMEP poniżej 3% można uznać za akceptowalne dla płynnej pracy silnika, a wszystkie punkty pomiarowe mieściły się w tym zakresie. Dla mieszaniny HES-32% optymalny kąt zapłonu pod względem minimalnego COVIMEP i stabilnej pracy wynosił około 12–15° bTDC. Zwiększanie wyprzedzenia zapłonu powyżej tego zakresu prowadziło do wzrostu niestabilności spalania. Wyniki te mogą służyć do określenia kąta zapłonu zapewniającego korzystny kompromis między maksymalną sprawnością, stabilnością spalania i emisją dla badanej mieszaniny paliwowej.



Rysunek 8. Emisja CO oraz CH_4 w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu

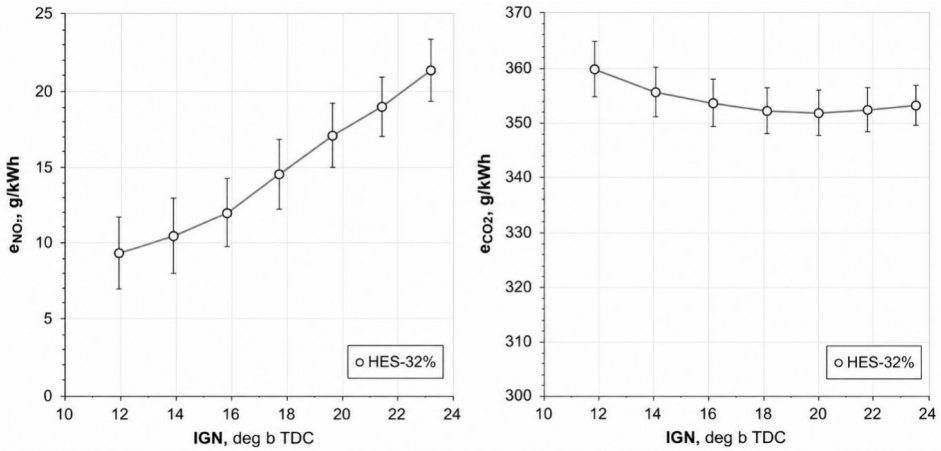
Na rys. 8a przedstawiono wpływ kąta wyprzedzenia zapłonu przed GMP na emisję CO. Wzrost wartości kąta oznacza wcześniejszy zapłon podczas suwu sprężania, co do pewnego zakresu poprawia osiągi silnika. Emisja CO stanowi wskaźnik środowiskowej charakterystyki pracy silnika; niższe wartości oznaczają mniejszą emisję na jednostkę wytworzonej energii. Dane wykazują wyraźny trend wzrostowy, co oznacza, że wraz ze zwiększaniem wyprzedzenia zapłonu emisja CO rosła. Wcześniejszy zapłon prowadził zatem do większej emisji CO przy tej samej ilości wygenerowanej mocy.

Wzrost emisji można przypisać niecałkowitemu spalaniu lub wzrostowi temperatury, który sprzyja tworzeniu CO w warunkach nieoptymalnego przebiegu spalania. Obserwacje te podkreślają trudności związane z jednoczesną optymalizacją osiągów i emisji. Jest to zgodne z wynikami dla mieszaniny HES-32%: chociaż zwiększanie wyprzedzenia zapłonu poprawia osiągi do pewnego punktu, nadmierne wyprzedzenie utrudnia pełne utlenienie i zwiększa emisję CO, mimo korzystnego wpływu wodoru na spalanie mieszanek ubogich.

Rys. 8b przedstawia emisję jednostkową metanu (CH_4) w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu. Emisja metanu pozostaje zasadniczo stabilna w całym analizowanym zakresie, a zmiany kąta zapłonu powodują jedynie niewielkie zmiany eCH_4. W przeciwieństwie do emisji CO, nie zaobserwowano wyraźnego wzrostu emisji metanu wraz ze zwiększaniem wyprzedzenia zapłonu. Może to wskazywać, że proces spalania metanu jest mniej wrażliwy na zmianę kąta zapłonu.

Duhan i in. [26], badając zmodyfikowany sześciocylindrowy silnik ZI z wtryskiem wodoru i metanu, wykazali istotne zmniejszenie emisji HC wraz ze wzrostem udziału H_2, podobnie jak zmniejszenie emisji CO_2. Emisja CO_2 zmniejszała się również stopniowo wraz ze wzrostem stopnia sprężania. Może to być powiązane z wynikami niniejszej pracy, ponieważ zwiększenie stopnia sprężania powoduje szybsze osiągnięcie przez mieszankę temperatury samozapłonu, co oznacza mniejsze zapotrzebowanie na wyprzedzenie zapłonu. Jak pokazano na wykresach emisji NO i CO oraz w niektórych punktach charakterystyki emisji CH_4, mniejsze wyprzedzenie zapłonu prowadziło do niższych wartości emisji, mimo że zwiększało emisję CO_2.

Emisja jednostkowa NO, przedstawiona na rys. 9a, rosła w przybliżeniu liniowo wraz ze zwiększaniem kąta wyprzedzenia zapłonu od 10° do 22° bTDC, co wskazuje na dodatnią korelację między tymi wielkościami. Emisja NO wzrosła od około 10 g/kWh przy małym wyprzedzeniu zapłonu, około 10°, do około 17 g/kWh przy większym wyprzedzeniu, około 22°. Dane te wskazują, że kąt zapłonu istotnie wpływa na emisję NO, a jego zwiększanie prowadzi do wyższej emisji tlenków azotu. Jest to zgodne z oczekiwaniami dla procesów spalania, w których wyższa temperatura spalania, wynikająca z wcześniejszego zapłonu, sprzyja tworzeniu tlenków azotu.



Rysunek 9. Emisja NO oraz CO_2 w funkcji kąta wyprzedzenia zapłonu

Duhan i in. szczegółowo analizowali rolę kąta zapłonu w emisji NOx. Autorzy stwierdzili, że zwiększanie wyprzedzenia zapłonu prowadziło do wzrostu emisji związków azotu, natomiast opóźnianie zapłonu istotnie ją zmniejszało, jednak kosztem obniżenia sprawności cieplnej. Większy udział H_2 również zwiększał emisję. Porpatham i in. [27] badali wpływ spalania mieszanin biogazu i H_2 w silnikach ZI oraz wpływ kąta zapłonu na emisje. Wykazali, że wraz ze zwiększaniem wyprzedzenia zapłonu stężenie HC maleje, natomiast stężenie NOx rośnie, podczas gdy emisja CO wykazuje niewielkie zmiany. Zwiększenie wyprzedzenia zapłonu prowadzi do wzrostu maksymalnej temperatury w cylindrze oraz szybkości narastania ciśnienia, co sprzyja tworzeniu termicznych NOx. Tendencja ta została odzwierciedlona w niniejszym badaniu, gdzie emisja NO wzrosła z około 10 do około 17 g/kWh wraz ze zwiększeniem kąta wyprzedzenia zapłonu z około 10° do 22° bTDC.

Emisja jednostkowa CO_2, przedstawiona na rys. 9b, zmniejszała się wraz ze wzrostem wyprzedzenia zapłonu, w przeciwieństwie do emisji NO. Przy małym wyprzedzeniu zapłonu, 10°, emisja jednostkowa CO_2 wynosiła około 360 g/kWh, natomiast przy większym wyprzedzeniu, 22°, spadała do około 350 g/kWh. Oznacza to, że emisja NO rosła wraz z wyprzedzeniem zapłonu, podczas gdy emisja CO_2 nieznacznie malała. Sugeruje to, że większe wyprzedzenie zapłonu prowadzi do wyższych temperatur spalania, zwiększając formowanie NO, a jednocześnie poprawia ogólną sprawność spalania, co ogranicza ilość emitowanego CO_2. Jest to typowy kompromis w optymalizacji silnika: poprawa sprawności spalania może zmniejszać emisję CO_2, ale jednocześnie zwiększać emisję NOx, czyli zanieczyszczeń o odmiennym oddziaływaniu środowiskowym.

W rezultacie optymalizacja pracy silnika ma charakter wielokryterialny, ponieważ wymaga równoważenia różnych rodzajów emisji, przy jednoczesnym uwzględnieniu rodzaju paliwa, technologii oczyszczania spalin oraz rzeczywistych warunków eksploatacji.

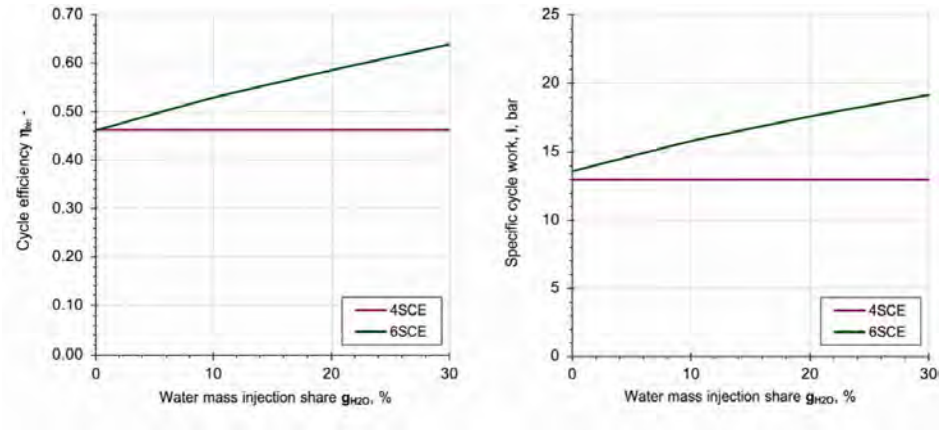
2.2. Wyniki analizy termodynamicznej

W celu oceny potencjału poprawy parametrów pracy silnika o zapłonie iskrowym poprzez implementację cyklu sześciosuwowego przeprowadzono obliczenia numeryczne porównujące konwencjonalny silnik pracujący w cyklu czterosuwowym (4SCE) z silnikiem pracującym w cyklu sześciosuwowym (6SCE). W obliczeniach zastosowano tę samą mieszaninę paliwową, którą

wykorzystano w badaniach eksperymentalnych, opisanych w sekcji 2.1. Obliczenia wykonano dla współczynnika nadmiaru powietrza w zakresie od λ = 1,3 do λ = 2,5.

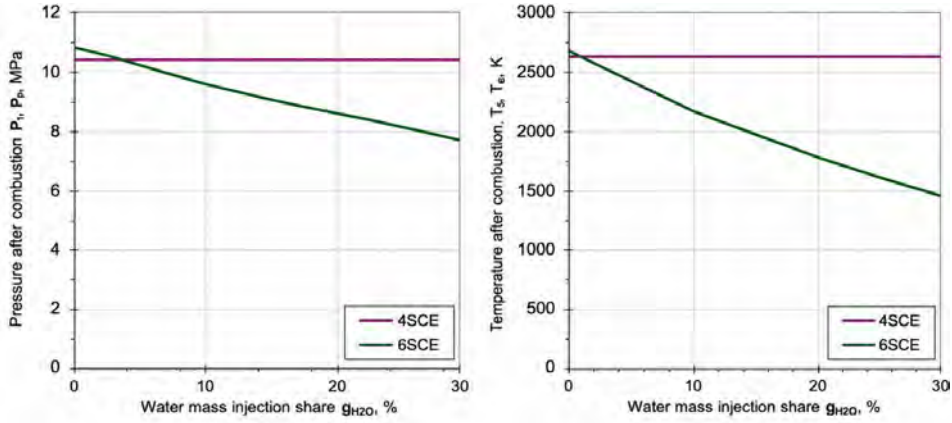
Wtrysk wody podczas suwu rozprężania następował 72° CA po położeniu tłoka w GMP, czyli po zakończeniu spalania, zgodnie z danymi eksperymentalnymi HRR przedstawionymi na rys. 5. Masa wtryskiwanej wody zmieniała się od 0% do 30% masy czynnika roboczego. Należy podkreślić, że wtrysk wody zastosowano wyłącznie w cyklu sześciosuwowym, natomiast wyniki dla cyklu czterosuwowego przedstawione na kolejnych rys. 10 i 11 mają jedynie charakter odniesienia. Z tego względu przedstawiono je jako stałą linię poziomą względem zmiennej ilości wtryskiwanej wody w cyklu sześciosuwowym. Jest oczywiste, że wtrysk wody podczas rozprężania ładunku w klasycznym cyklu czterosuwowym prowadziłby do zmniejszenia pracy i sprawności cyklu.

Rys. 10 przedstawia porównanie cykli silnika czterosuwowego (4SCE) i sześciosuwowego (6SCE), pokazując wpływ zwiększania udziału wtrysku wody w 6SCE od 0% do około 30% masy rozprężających się spalin na sprawność cieplną cyklu oraz pracę jednostkową. Zarówno wartości sprawności cieplnej, jak i pracy jednostkowej wskazują, że tryb 6SCE charakteryzuje się znacznie lepszymi osiągami niż referencyjny tryb 4SCE.



Rysunek 10. Sprawność cyklu sześciosuwowego oraz jego pracy jednostkowej w funkcji ilości wtryskiwanej wody na tle cyklu czterosuwowego

Dla cyklu 6SCE sprawność cieplna wzrasta od około 0,48 przy braku wtrysku wody do około 0,68 przy zwiększonej ilości wtryskiwanej wody, natomiast praca jednostkowa rośnie od około 15 bar do około 23–24 bar. Większe dawki wtryskiwanej wody umożliwiają silniejsze obniżenie temperatury ładunku w cylindrze, co skutkuje zmniejszeniem pracy sprężania podczas piątego suwu cyklu, czyli drugiego etapu cyklu. W konsekwencji zarówno ciśnienie, jak i temperatura ładunku po spaleniu dodatkowej dawki wodoru są niższe. Możliwość spalenia dodatkowej ilości paliwa w odpowiednio przygotowanych warunkach termicznych pozwala na wygenerowanie dodatkowej pracy w cyklu 6SCE. Potwierdzają to rosnące wartości przedstawione na rys. 10a dla silnika sześciosuwowego, przewyższające wartości uzyskane dla silnika czterosuwowego.



Rysunek 11. Ciśnienie po spalaniu oraz temperatura po spalaniu w funkcji ilości wtryskiwanej wody na tle cyklu czterosuwowego

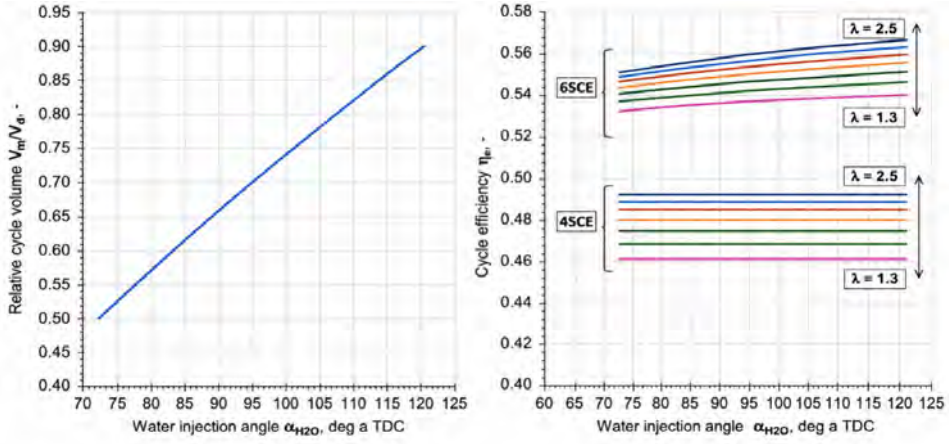
Rys. 11a pokazuje, że maksymalne ciśnienie w cylindrze oraz temperatura po spalaniu w silniku sześciosuwowym maleją wraz ze wzrostem udziału wtryskiwanej wody w porównaniu z referencyjnym silnikiem czterosuwowym. Wraz ze wzrostem ilości wtryskiwanej wody zmniejszają się ciśnienie i temperatura po sprężeniu spalin oraz dodatkowej dawki paliwa. Ponieważ proces doprowadzania ciepła rozpoczyna się przy niższych parametrach cieplnych w cylindrze, obniżeniu ulegają również maksymalne wartości temperatury i ciśnienia.

Arabaci i in. [15] zastosowali wtrysk wody podczas pracy sześciosuwowej, jednak bez spalania dodatkowej dawki paliwa. Wtrysk wody realizowano w sposób zbliżony do koncepcji Conklin i Szybist [11]. Woda była wtryskiwana podczas rozprężania spalin, po ich wcześniejszym sprężeniu w piątym suwie, pochłaniała od nich ciepło, a dodatkowa praca była wykonywana podczas rozprężania. Taki sposób realizacji cyklu sześciosuwowego umożliwia częściowy odzysk ciepła spalin, jednak wzrost pracy i sprawności cyklu jest umiarkowany.

Na rysunkach 12–15 przedstawiono wyniki pogłębionej analizy cyklu sześciosuwowego. Obliczenia przeprowadzono dla większych wartości współczynnika nadmiaru powietrza, w zakresie od λ = 1,3 do λ = 2,5. Dodatkowo kąt wtrysku wody zmieniano od 72° CA do 121° CA po GMP. W każdym wariancie obliczeń przyjęto stałą ilość wtryskiwanej wody, wynoszącą 10% masy rozprężających się spalin.

Rysunek 12a przedstawia zależność względnej objętości cylindra od kąta obrotu wału korbowego w zakresie, w którym realizowano wtrysk wody do cylindra. (V_{in}) oznacza objętość cylindra w chwili wtrysku wody, natomiast (V_d) — objętość skokową. Podobnie jak w poprzedniej analizie, wtrysk wody zastosowano wyłącznie w cyklu sześciosuwowym, natomiast wyniki dla cyklu czterosuwowego przedstawione na kolejnych rysunkach służą jedynie jako punkt odniesienia i dlatego mają postać stałej linii poziomej względem zmiennego kąta wtrysku wody w cyklu sześciosuwowym.

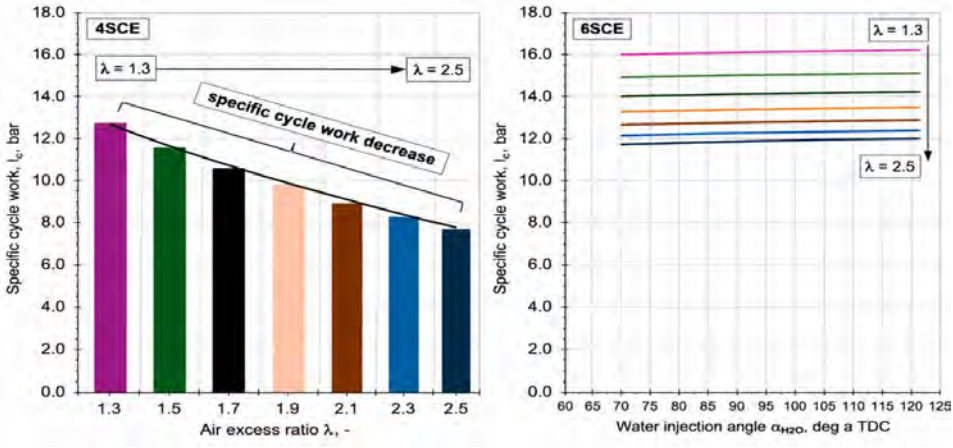
Na rysunku 12b odpowiadająca sprawność cyklu η_c wzrasta wraz ze zwiększaniem kąta wtrysku wody oraz wraz ze wzrostem wartości λ. Widoczna jest wyraźna poprawa sprawności przy opóźnianiu momentu wtrysku wody. Ponadto sprawność rośnie wraz ze wzrostem λ, czyli w kierunku mieszanek uboższych spalanych w pierwszym etapie cyklu 6SCE.



Rysunek 12. Objętość względna cylindra i sprawność cyklu w funkcji momentu wtrysku wody

Rysunek 13a przedstawia wpływ współczynnika nadmiaru powietrza, od λ = 1,3 do λ = 2,5, na pracę jednostkową cyklu czterosuwowego. Spalanie bogatszych mieszanek paliwowych umożliwia uzyskanie większej pracy jednostkowej cyklu, co wynika bezpośrednio z większej ilości energii chemicznej zgromadzonej w tych mieszankach.

Rysunek 13b przedstawia pracę jednostkową cyklu sześciosuwowego dla analogicznych zmian współczynnika nadmiaru powietrza w pierwszym etapie 6SCE. Dla cyklu 6SCE wyniki przedstawiono w zakresie zmian kąta obrotu wału korbowego, przy którym następuje wtrysk wody w drugim etapie tego cyklu.

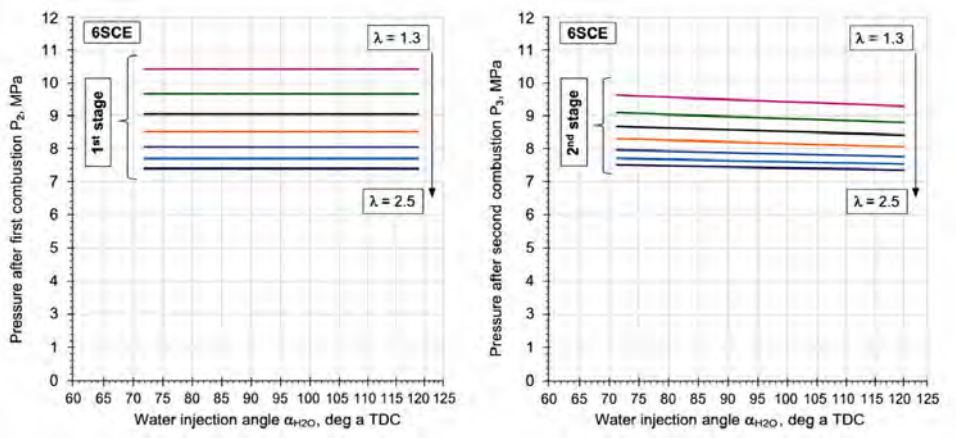


Rysunek 13. Praca cyklu w funkcji stosunku nadmiaru powietrza oraz momentu wtrysku wody

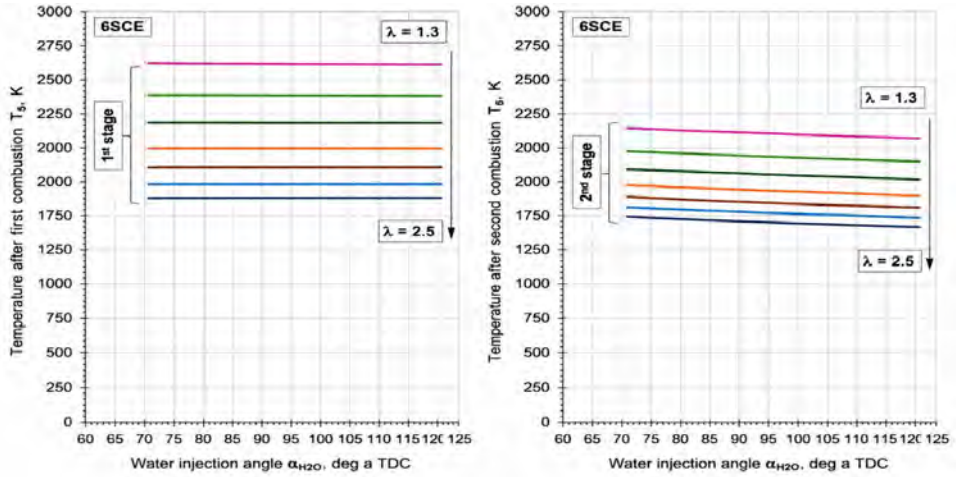
Rysunek 14 pokazuje wpływ kąta wtrysku wody na ciśnienie w cylindrze po pierwszym oraz drugim procesie spalania, odpowiednio na rys. 14a i 14b, dla λ = 1,3 oraz λ = 2,5. Bogatsza mieszanka paliwowa, λ = 1,3, prowadzi do wyższych ciśnień po spalaniu niż mieszanka uboższa, λ = 2,5, ze względu na większą zawartość energii w paliwie. Można również zaobserwować ogólny trend: wraz z opóźnianiem kąta wtrysku wody ciśnienie po drugim spalaniu maleje. Tendencja ta wskazuje,

że gdy wtrysk wody był realizowany bliżej końca rozprężania, spaliny były skuteczniej chłodzone, co prowadziło do zmniejszenia maksymalnego ciśnienia w drugim etapie cyklu.

Na rysunku 15 przedstawiono temperaturę po pierwszym i drugim spalaniu, odpowiednio po lewej i prawej stronie, w funkcji kąta wtrysku wody dla zmiennych wartości współczynnika nadmiaru powietrza od λ = 1,3, mieszanka bogatsza, do λ = 2,5, mieszanka uboższa. Wraz ze wzrostem współczynnika nadmiaru powietrza temperatura po spalaniu maleje, przy czym zakres tego spadku jest wyraźnie mniejszy po drugim spalaniu.



Rysunek 14. Ciśnienie po cyklach spalania w funkcji momentu wtrysku wody



Rysunek 15. Temperatura po cyklach spalania w funkcji momentu wtrysku wody

Wpływ na proces spalania jest zatem znacznie większy dla mieszanek uboższych, λ = 2,5, ponieważ mają one mniejszą zdolność buforowania cieplnego ze względu na niższą całkowitą zawartość energii w porównaniu z mieszaninami bogatszymi.

Z perspektywy całościowej przeprowadzonych badań wyniki te podkreślają znaczenie rozwoju coraz bardziej zaawansowanych cykli termodynamicznych, powiązanych z paliwami odnawialnymi lub niskoemisyjnymi, w kontekście globalnej transformacji energetycznej. Jak wskazali Raj i in. [28], wodór odgrywa zasadniczą i centralną rolę w zielonej transformacji. Z tego względu połączenie wodoru i metanu w silnikach o zapłonie iskrowym, wraz z nowoczesnymi cyklami termodynamicznymi, stanowi rozwiązanie pozwalające ograniczyć lub wyeliminować emisję węgla w takich sektorach jak transport, a zwłaszcza przemysł, przy jednoczesnym potencjale wzmocnienia rozwoju układów hybrydowych i wodorowych.

Najnowsze badania Andreae i in. [29] dotyczą perspektyw rozwoju technologii power-to-hydrogen w Danii, Stanach Zjednoczonych i Chinach, które mogą przyczyniać się do dekarbonizacji przemysłu ciężkiego oraz sektora żeglugi. Potwierdza to znaczenie prowadzenia badań ukierunkowanych na redukcję emisji węgla. Należy jednak zauważyć, że nadal istnieje wiele obszarów wymagających dalszych odkryć i innowacji, takich jak optymalizacja sterowania procesem spalania, doskonalenie układów wtrysku wody oraz przeprojektowanie konstrukcji istniejących silników w celu umożliwienia ich pracy na dwóch paliwach. Według Pandey i in. [30], ze względu na powszechne wykorzystanie silników spalinowych w sektorze zużycia energii, biogaz i wodór stanowią istotne oraz zrównoważone alternatywy.

Przyszłe badania powinny koncentrować się na praktycznej weryfikacji cykli wieloetapowych, analizie zachowania silnika w warunkach zmiennych obciążeń oraz ocenie cyklu życia emisji w celu potwierdzenia wykonalności technicznej i zrównoważenia środowiskowego. Ponadto emisje zanieczyszczeń powietrza oraz gazów cieplarnianych powinny stanowić centralny element tych badań, tak aby transformacja energetyczna była skuteczna i rzeczywiście niskoemisyjna. Jak wskazali Piras i in. [31], co potwierdza również przedstawiona analiza, wodór, podobnie jak inne technologie, takie jak ogniwa paliwowe, stanowi obiecujące rozwiązanie technologiczne w dążeniu do redukcji emisji zanieczyszczeń. W odniesieniu do gazów cieplarnianych wykorzystanie paliw wytwarzanych z energii odnawialnej korzystnie wpływa na bilans emisji CO_2 eksploatowanej floty pojazdów [32].

Podsumowując, uzyskane wyniki potwierdzają tezę, że innowacyjne cykle silnikowe, stosowane wraz z odnawialnym wodorem, mogą odgrywać kluczową rolę w transformacji technologii cieplnych w kierunku bezemisyjnej przyszłości energetycznej w różnych gospodarkach, w tym w Brazylii.

2. Podsumowanie i wnioski

W pracy przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych silnika o zapłonie iskrowym zasilanego mieszaniną o wysokiej zawartości wodoru. Badania przeprowadzono w warunkach spalania mieszanek ubogich, przy zmiennych kątach wyprzedzenia zapłonu. Najwyższa sprawność indykowana silnika wyniosła 37,4% dla kąta wyprzedzenia zapłonu równego 19° CA BTDC. Emisje jednostkowe CO i CH_4 były w tym punkcie pracy porównywalne i wynosiły około 1,55 g/kWh. Z kolei emisja jednostkowa NO była nieco niższa niż 15 g/kWh.

Oprócz badań eksperymentalnych silnika czterosuwowego w pracy przedstawiono również analizę teoretyczną cyklu sześciosuwowego, który po odpowiednich modyfikacjach konstrukcyjnych mógłby zostać zaimplementowany w badanym silniku ZI. Przeprowadzona analiza wykazała, że:

- zastosowanie cyklu sześciosuwowego (6SCE) w silniku ZI może umożliwić uzyskanie sprawności energetycznej wyższej o około 8–18 punktów procentowych, w zależności od przyjętych danych wejściowych;

- wzrost jednostkowej pracy cyklu 6SCE względem 4SCE jest znaczący i porównywalny z efektem uzyskiwanym w silnikach doładowanych; implementacja cyklu sześciosuwowego w rzeczywistym silniku umożliwiłaby zatem zwiększenie IMEP bez konieczności stosowania doładowania;
- kluczowym czynnikiem wpływającym na sprawność cyklu 6SCE jest ilość oraz moment wtrysku wody do cylindra;
- drugi etap spalania w cyklu 6SCE zachodzi w warunkach stechiometrycznych, co w przypadku implementacji w rzeczywistym silniku umożliwiłoby zastosowanie trójdrożnego reaktora katalitycznego w układzie wylotowym, prowadząc do istotnego ograniczenia emisji szkodliwych składników spalin;
- właściwe skojarzenie ilości i momentu wtrysku wody do cylindra po zakończeniu pierwszego etapu cyklu, wraz z odpowiednią wartością współczynnika nadmiaru powietrza, umożliwia obniżenie maksymalnych wartości ciśnienia i temperatury, a w konsekwencji kontrolę procesu spalania pod kątem emisji toksycznych składników spalin.

Kierunki dalszych badań

Przeprowadzona analiza termodynamiczna ma określone ograniczenia wynikające z przyjętych założeń, tj. traktowania procesów jako izentropowych bez wymiany ciepła z otoczeniem, doprowadzania i odprowadzania ciepła przy stałej objętości oraz wtrysku wody przy stałej objętości. W rzeczywistym cyklu silnikowym parametry termodynamiczne czynnika roboczego podczas rozprężania będą niższe niż w cyklu teoretycznym. Ich dokładna wartość zależy między innymi od intensywności wymiany ciepła między czynnikiem roboczym a ściankami cylindra, głowicą silnika oraz denkiem tłoka.

W konsekwencji na przykład maksymalna masa wody możliwa do wtrysku w rzeczywistym silniku sześciosuwowym pracującym zgodnie z proponowaną koncepcją będzie prawdopodobnie mniejsza niż 30% masy spalin, czyli wartości uzyskanej w obliczeniach numerycznych. Ponadto dokładna ilość wtryskiwanej wody będzie zależeć od położenia wtryskiwacza oraz kontaktu kropel z wewnętrznymi elementami silnika.

Obecnie prowadzone są prace nad modyfikacją silnika czterosuwowego do konfiguracji sześciosuwowej. Głowica cylindra została już zmodyfikowana i wyposażona we wtryskiwacz wody. Ponadto zbudowano układ sterowania oraz wysokociśnieniowy układ zasilania wodą dla wtryskiwacza. W najbliższym etapie planowane są badania eksperymentalne silnika czterosuwowego z wtryskiem wody pod koniec fazy rozprężania, mające na celu uzyskanie rzeczywistych parametrów pierwszego etapu cyklu sześciosuwowego. Kolejnym krokiem będzie modyfikacja układu rozrządu silnika w celu wdrożenia cyklu sześciosuwowego oraz przeprowadzenia dalszych badań.

Plan przyszłych prac eksperymentalnych obejmuje między innymi wyznaczenie kompromisu między sprawnością a emisją substancji toksycznych w zależności od ilości wtryskiwanej wody i momentu jej wtrysku, w powiązaniu z warunkami spalania w pierwszym etapie cyklu, czyli wartością współczynnika nadmiaru powietrza. Planowane jest również zbadanie pracy trójdrożnego reaktora katalitycznego w celu minimalizacji emisji szkodliwych składników spalin.

Podziękowania

Autorzy pragną podziękować Politechnice Śląskiej za finansowanie badań w ramach grantu
nr 08/060/BK_26/1169

Nomenklatura

ε	Stopień sprężania, –
λ	Współczynnik lambda, –
ηc	Sprawność obiegu, –
li	Jednostkowa praca obiegu, bar
IE	Sprawność indykowana, -
IMEP	Indykowane średnie ciśnienie efektywne, bar
HRRnet	Szybkość wydzielania ciepła (wartość netto), J/deg
eCO	Emisja jednostkowa CO g/kWh pracy indykowanej
eCH4	Emisja jednostkowa CH_4 g/kWh pracy indykowanej
eNO	Emisja jednostkowa NO g/kWh pracy indykowanej
eCO2	Emisja jednostkowa CO_2 g/kWh pracy indykowanej
αign	Kąt wyprzedzenia zapłonu °CA przed GMP
CA10	Kąt obrotu wału dla 10% spalonej masy paliwa (MFB), °CA
CA50	Kąt obrotu wału dla 50% spalonej masy paliwa (MFB), °CA
CA90	Kąt obrotu wału dla 90% spalonej masy paliwa (MFB), °CA
T	Temperatura, K
p	Ciśnienie, Pa
V	Objętość, m^3
ρ	Gęstość , kg/m^3
CA	Kąt obrotu wału korbowego, °
LHVf	Dolna wartość opałowa paliwa, MJ/nm^3
CA b TDC	Kąt obrotu wału przed GMP, °CA
ua	Maksymalna niepewność wyznaczenia wielkości „a” –
ub	Maksymalna niepewność wyznaczenia wielkości „b” –
u	Energia wewnętrzna właściwa, J/kg
qmix	Ciepło wydzielone z mieszaniny paliwowej, J/kg
qH2	Ciepło wydzielone z wodoru, J/kg
s	Entropia właściwa, J/(kg·K)
mg	Masa czynnika roboczego, kg/cykl
mH_2O	Masa wtryskiwanej wody, kg/cykl
rH_2O	Ciepło parowania wody, J/kg
gH_2O	Udział masowy wody w gazach spalinowych (po wtrysku), %

Lista skrótów

SI	Zapłon iskrowy
4SCE	Czterosuwowy obieg pracy silnika
6SCE	Sześciosuwowy obieg pracy silnika
CO	Tlenek węgla
H_2	Wodór
CO_2	Dwutlenek węgla
CH_4	Metan
N_2	Azot
NOx	Tlenki azotu
HC	Węglowodory
COVIMEP	Współczynnik zmienności indykowanego średniego ciśnienia efektywnego

EGT	Temperatura gazów wylotowych
TDC	Górny martwy punkt (GMP)
BDC	Dolny martwy punkt (DMP)
IVO	Otwarcie zaworu dolotowego
IVC	Zamknięcie zaworu dolotowego
EVO	Otwarcie zaworu wylotowego
EVC	Zamknięcie zaworu wylotowego
MFB	Ułamek spalonej masy
Vd	Objętość skokowa
Vinj	Objętość cylindra podczas wtrysku wody

Bibliografia

[1] Kim J., Jaumotte F., Panton A.J., Schwerhoff G. Energy security and the green transition. Energy Policy 2025;198:114409.
[2] Tan K.M., Yong J.Y., Ramachandaramurthy V.K., Mansor M., Teh J., Guerrero J.M. Factors influencing global transportation electrification: Comparative analysis of electric and internal combustion engine vehicles. Renewable and Sustainable Energy Reviews 2023;181:113316.
[3] Wenbo L., Yulong Z., Hanjie W., Baohua M. A review of factors influencing consumer intentions to adopt battery electric vehicles. Renewable and Sustainable Energy Reviews 2017;78:318–328.
[4] Vasan V., Sridharan N.V., Feroskhan M., Vaithiyanathan S., Subramanian B., Tsai P.-C. i in. Biogas production and its utilization in internal combustion engines – a review. Process Safety and Environmental Protection 2024;186:518–539.
[5] Guibert P., Tran K.-H., Sebai S., Perceau M., Guilain S. Numerical simulation of predictive combustion and NOx emissions for different ammonia/hydrogen fuels in SI engine using zero-1 dimensional thermodynamic modeling. International Journal of Hydrogen Energy 2025;143.
[6] Przybyla G., Nadaleti W.C. Emissions and efficiency of pure CO and H_2-rich simulated gases combustion with peach and rice biomasses syngas characteristics: a renewable energy pathway for the agroindustrial sector in Rio Grande do Sul. Brazil Energy Conversion and Management 2023;282.
[7] Nadaleti W.C., Przybyla G. NOx, CO and HC emissions and thermodynamic-energetic efficiency of an SI gas engine powered by gases simulated from biomass gasification under different H_2 content. International Journal of Hydrogen Energy 2020;45(41):21920–21939.
[8] Liu S., Lin Z., Zhang H., Fan Q., Lei N., Wang Z. Experimental study on combustion and emission characteristics of ethanol–gasoline blends in a high compression ratio SI engine. Energy 2023;274.
[9] Shin W.J., Song H.H. Effects of water direct injection on a combustion phase and performance of six-stroke gasoline homogeneous charge compression ignition engine. Fuel 2024;356:129564.
[10] Owunna I.B., Ikpe A.E. Comparative analysis of four stroke and six stroke internal combustion Renault engine efficiency using MATLAB simulation tool. Nigerian Journal of Engineering 2021;28(3):62–69.
[11] Conklin J.C., Szybist J.P. A highly efficient six-stroke internal combustion engine cycle with water injection for in-cylinder exhaust heat recovery. Energy 2010;35(4):1658–1664.
[12] Dyer L.H. Internal combustion engine. United States Patent 1,339,176; 1920.
[13] Nimsiriwangso A., Barnes P., Doustdar O., Wyszynski M.L., Mohamed G., Kowalski M. 6-Stroke Engine: Thermodynamic Modelling and Design for Testing. Journal of KONES 2019;26(2):93–106.
[14] Shin W., Kim M., Oh S., Lee C. i in. An Experimental Study on a Six-Stroke gasoline Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) engine with Continuously Variable Valve Duration (CVVD). SAE Technical Paper 2021-01-0512, 2021.

[15] Arabaci E. Performance Analysis of a Novel Six-Stroke Otto Cycle Engine. Thermal Science 2021;25(3):1719–1729.
[16] Karmalkar C., Raut V. Analysing the Implementation of six Stroke Engine in a Hybrid Car. International Journal of Mechanical Engineering and Applications 2014;2(1).
[17] Hayasaki T., Okamoto Y., Amagai K., Arai M. A Six-Stroke DI Diesel Engine under dual fuel operation. SAE Technical Paper 1999-01-1500, 1999.
[18] Arabacı E., İçingür Y., Solmaz H., Uyumaz A. Experimental investigation of the effects of direct water injection parameters on engine performance in a six-stroke engine. Energy Conversion & Management 2015;98:89–97.
[19] Yang Y., Yi H., Yang S., Park S. Challenges and feasibility of a six-stroke engine using water direct injection. Applied Thermal Engineering 2023;230:120753.
[20] Mejía-Gallón V., Gómez S., Estrada Grisales D., Fula M.A. 6-Stroke water injection engine literature review with an introduction of heat transfer and thermodynamic analysis. International Journal of Environmental Science and Technology 2024;21:6911–6924.
[21] Gupta K., Suthar K., Jain S.K. i in. Design and experimental investigations on six-stroke SI engine using acetylene with water injection. Environmental Science and Pollution Research 2018;25:23033–23044.
[22] Szargut J. Analiza termodynamiczna i ekonomiczna w energetyce przemysłowej. Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa, 1983.
[23] Taylor J.R. An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements. MIT Press, 2022.
[24] Huang J., Gao J., Yang C., Tian G., Ma C. The effect of ignition timing on the emission and combustion characteristics for a hydrogen-fuelled ORP engine at lean-burn conditions. Processes 2022;10(8):1534.
[25] Yamin J. Heat losses minimization from hydrogen fueled 4-stroke spark ignition engines. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering 2007;1:109–114.
[26] Duhan X., Li Y., Liu J., Guo G., Fu J., Zhang Q. i in. Experimental study the effects of various compression ratios and spark timing on performance and emission of a lean-burn heavy-duty spark ignition engine fueled with methane gas and hydrogen blends. Energy 2019;169:558–571.
[27] Porpatham E., Ramesh A., Nagalingam B. Effect of spark timing on the performance of a spark ignition engine running on biogas–hydrogen blends. Biofuels 2015;8(6):635–642.
[28] Raj A. i in. Hydrogen is a key component of the green transition. International Journal of Hydrogen Energy 2024;67:136–149.
[29] Andreae E., Fan Y.F., Petersen M., You S., Bindner H.W., Jacobson M.Z. Green hydrogen production pathways: Comparative insights from Denmark, the United States, and China. Energy Conversion and Management 2025;342:120065.
[30] Pandey V., Shahapurkar K.H., Guluwadi S., Mengesha G.A., Gadissa B., Banapurmath N.R. i in. Studies on the performance of engines powered with hydrogen-enriched biogas. Energies 2023;16(11):4349.
[31] Piras M., De Bellis V., Malfi E., Novella R., Lopez-Juarez M. Adaptive ECMS based on speed forecasting for the control of a heavy-duty fuel cell vehicle for real-world driving. Energy Conversion and Management 2023;289:117178.
[32] Yadav J., Pischinger S. A Novel Surrogate fuel Approach for the Numerical simulation of Renewable Fuels for the Transport Sector. Energy Conversion and Management 2023;287:117056.