

Prace Naukowe Wydziału Mechaniczno-Energetycznego
Politechniki Wrocławskiej

ZESZYTY ENERGETYCZNE

TOM III

Nowe kierunki rozwoju energetyki ciepłej



Prace Naukowe Wydziału Mechaniczno-Energetycznego
Politechniki Wrocławskiej

ZESZYTY ENERGETYCZNE

TOM III

Nowe kierunki rozwoju energetyki ciepłej

pod redakcją
Henryka Kudeli i Sławomira Pietrowicza



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2016

Publikacja powstała dzięki wsparciu firmy Tarczyński S.A.



Recenzenci

- | | |
|---------------------------------------|------------------------------------|
| A. Andruszkiewicz, Pol. Wrocławska | R. Miller, Pol. Wrocławska |
| J. Badur, IMP PAN Gdańsk | M. Morzyński, Pol. Poznańska |
| A. Bogusławski, Pol. Częstochowska | D. Nowak-Woźny, Pol. Wrocławska |
| D. Butrymowicz, IMP PAN Gdańsk | H. Pawlak-Kruczek, Pol. Wrocławska |
| M. Chorowski, Pol. Wrocławska | S. Pietrowicz, Pol. Wrocławska |
| M. Ciałkowski, Pol. Poznańska | J. Plutecki, Pol. Wrocławska |
| M. Cisek, Pol. Wrocławska | J. Pozorski, IMP PAN Gdańsk |
| T. Czakiert, Pol. Częstochowska | M. Pronobis, Pol. Śląska |
| P. Doerffer, IMP PAN Gdańsk | K. Rup, Pol. Krakowska |
| S. Drobnia, Pol. Częstochowska | W. Rybak, Pol. Wrocławska |
| J. Gajewski, Pol. Wrocławska | A. Sayegh, Pol. Wrocławska |
| <u>M. Gawliński</u> , Pol. Wrocławska | K. Sibilski, Pol. Wrocławska |
| Z. Gnutek, Pol. Wrocławska | J. Skrzypacz, Pol. Wrocławska |
| K. Jesionek, Pol. Wrocławska | M. Struś, Pol. Wrocławska |
| M. Jędrusik, Pol. Wrocławska | C. Szczepański, Pol. Wrocławska |
| J. Kasperski, Pol. Wrocławska | J. Szumbar, Pol. Warszawska |
| W. Kordylewski, Pol. Wrocławska | K. Wójs, Pol. Wrocławska |
| T. Kowalewski, IPPT PAN Warszawa | A. Ziębik, Pol. Śląska |
| Z. Królicki, Pol. Wrocławska | J. Zoń, Pol. Wrocławska |
| J. Lichota, Pol. Wrocławska | |

Kolegium redakcyjne

Henryk Kudela, Sławomir Pietrowicz

Opracowanie redakcyjne i korekta

Dorota Pietrowicz

Opieka nad stroną internetową

Mateusz Wnukowski

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część niniejszej książki, zarówno w całości, jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny, fotograficzny i inny bez zgody wydawcy i właścicieli praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2016

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ

wyb. Stanisława Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

<http://www.oficyna.pwr.edu.pl>; e-mail: oficwyd@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-966-9

Druk i oprawa: beta-druk, www.betadruk.pl

Spis treści

Słowo wstępne	v
I. Termodynamika i wymiana ciepła	1
Kominy termalne – analiza techniczno-ekonomiczna i ocena możliwości wykorzystania w warunkach polskich <i>Piotr Pyrka, Zbigniew Rogala</i>	1
Wpływ dodatku nanocząstek do medium grzewczego na współczynnik wnikania ciepła w parowaczu płytowym <i>Agnieszka Wlaźlak</i>	13
Experimental analysis of gravitational heat pipe using R507 as a working fluid <i>Karolina Wojtasik, Bartosz Zajczkowski</i>	23
II. Modelowanie numeryczne i mechanika płynów	33
Wpływ wygięcia szablowego na pracę palisady łopatkowej <i>Dominik Błoński</i>	33
Deformacja siatki numerycznej w modelowaniu maszyn objętościowych <i>Józef Rak</i>	45
III. Spalanie i ochrona atmosfery	53
Ocena skuteczności i energochłonności procesu suszenia w suszarni fluidyzacyjnej i taśmowej <i>Michał Czerep, Halina Pawlak-Kruczek</i>	53
Kaloryczność części lotnych biomasy <i>Wiesław Ferens</i>	67
Analiza kosztów instalacji usuwania zanieczyszczeń ze spalin metodą ozonowania <i>Dariusz Łuszkiewicz</i>	73
Obliczenia numeryczne spalania paliw gazowych <i>Wojciech Pospolita</i>	83

Redukcja CO ₂ w środowisku plazmy mikrofalowej <i>Mateusz Wnukowski</i>	91
IV. Chłodnictwo i kriogenika	99
Badanie chłodziarki Joule’a–Thomsona o wydajności projektowej 50 W, napę- nionej mieszaniną gazów oraz pracującej w układzie zamkniętym <i>Paweł Dorosz</i>	99
Optymalizacja cieplna doprowadzeń prądowych do urządzeń nadprzewodzą- cych chłodzonych kondukcyjnie <i>Paweł Wojcieszak</i>	109



Słowo wstępne

Wydanie trzeciego tomu Zeszytów Energetycznych przyniosło nowe wyzwania. Z redakcją rozstał się dr Krzysztof Czajka, któremu Zeszyty zawdzięczają obecny wygląd. Ze współpracy zrezygnowali również Arkadiusz Szydełko i Ania Kisiela. Za dotychczasowy wkład pracy na rzecz Zeszytów bardzo im dziękuję.

Każdego roku, chcąc uniknąć obciążenia budżetu Wydziału, zwracamy się z prośbą do różnych podmiotów gospodarczych, zazwyczaj związanych z energetyką, o wsparcie finansowe. W tym roku pozyskaliśmy nowego sponsora – firmę Tarczyński S.A. Zespół Termodynamiki otrzymał zapytanie w sprawie przeprowadzenia analiz odzysku ciepła z systemów chłodniczych oraz wykorzystania go w procesie produkcyjnym w nowo powstałym zakładzie Tarczyński S.A. Nadarzyła się więc sposobność poproszenia Właścicieli Firmy o wsparcie Zeszytów Energetycznych. Uczynili to bardzo chętnie, za co składam niniejszym gorące podziękowania.

Nowością jest zamieszczony w Zeszytach pierwszy artykuł w języku angielskim. Mówi się, że „jedna jaskółka wiosny nie czyni”, ale bez wątpienia zaznaczył się dobry kierunek rozwojowy Zeszytów.

Pomoc przy redakcji Zeszytów zaoferował dr hab. inż. Sławomir Pietrowicz, prof. PWr. Korekty językowej nadesłanych artykułów dokonała Dorota Pietrowicz.

Jak poprzednio wielką pracę wykonali Recenzenci. Za ich trud chciałbym niniejszym ogromnie podziękować. Życzę wszystkim inspirującej lektury trzeciego tomu Zeszytów Energetycznych oraz interesujących publikacji w kolejnych.

Dostęp do artykułów będzie możliwy przez stronę internetową Zeszytów Energetycznych: www.ze.pwr.edu.pl.

Henryk Kwolek



Kominy termalne – analiza techniczno-ekonomiczna i ocena możliwości wykorzystania w warunkach polskich

Piotr Pyrka, Zbigniew Rogala

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Katedra Termodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych
E-mail: piotr.pyrka@pwr.edu.pl, zbigniew.rogala@pwr.edu.pl*

STRESZCZENIE

Znane metody konwersji energii pozwalają na przetwarzanie ciepła o temperaturze nie niższej niż 40°C , podczas gdy dysponujemy znacznymi źródłami ciepła na poziomie $30\text{--}35^{\circ}\text{C}$: powietrze z szybów wydechowych kopalni (w Polsce rzędu gigawatów). W celu wykorzystania tych zasobów zaproponowano adaptację kominu słonecznego i przeprowadzono techniczno-ekonomiczną analizę możliwości zastosowania rozwiązania w warunkach polskich. Przy obecnym stanie techniki możliwa jest rentowna eksploatacja źródeł o wydajnościach powyżej $3500\text{ m}^3/\text{s}$. Analiza potencjału zaproponowanej technologii na przykładzie rocznych rozkładów temperatur wykazała, że komin geotermalny nie wywiera negatywnego wpływu na wentylację szybu, co jest kluczowe z punktu widzenia eksploatacji kopalni. Adaptacja rozwiązania kominu słonecznego jest możliwa. Badania w dziedzinie kominów słonecznych i geotermalnych powinny się przede wszystkim skupić na rozwoju alternatywnych konstrukcji lekkich i tanich kominów.

SŁOWA KLUCZOWE: *komin słoneczny, niskotemperaturowe ciepło, wentylacja kopalni*

1. WPROWADZENIE

Obecna polityka energetyczna zmierza do poprawy efektywności wykorzystania energii poprzez zwiększanie sprawności już istniejących rozwiązań oraz zagospodarowanie nowych źródeł ciepła, dotąd traktowanych jako odpadowe. W związku z tym podejmowane są próby wykorzystania źródeł ciepła charakteryzujących się coraz niższym poziomem temperatur. Znanych jest wiele metod konwersji niskotemperaturowego ciepła na efekt użyteczny.

Znane i stosowane są metody adsorpcyjne, które w zależności od technologii umożliwiają konwersję na chłód ciepła o temperaturze nie mniejszej niż 50°C [8] oraz konwersję na chłód lub usunięcie wilgoci ze strumienia gazu z wykorzystaniem ciepła o temperaturze nie mniejszej niż 40°C [3].

Dobrze opanowana i powszechnie stosowana jest metoda konwersji energii cieplnej na energię elektryczną w układach ORC przy temperaturze źródła ciepła przekraczającej 40°C [6].

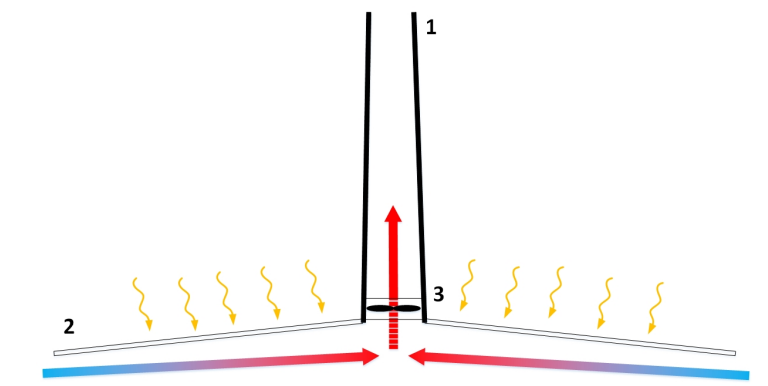
Znana jest także technologia kominów słonecznych, będąca w fazie wdrożenia umożliwiająca konwersję promieniowania słonecznego na energię elektryczną [14]. Rozwiązanie wykorzystuje zjawisko konwekcyjnego przepływu powietrza w pionowych kanałach (np. kominach), wywołane różnicą gęstości powietrza atmosferycznego i powietrza znajdującego się w kanale [14].

Omówione rozwiązania umożliwiają konwersję źródeł ciepła o temperaturze nie mniejszej niż 40°C. Tymczasem dysponujemy ogromnymi zasobami energetycznymi na poziomie 30–35°C tj. ciepłem geotermalnym zawartym w powietrzu wydechowym z szybów kopalni. Potencjał energetyczny tego źródła ciepła w Polsce szacuje się w gigawatach [12]. Metoda konwersji ciepła na tym poziomie temperatur, biorąc pod uwagę potencjał energetyczny źródeł, umożliwiłaby znaczącą poprawę efektywności wykorzystania energii na skalę światową.

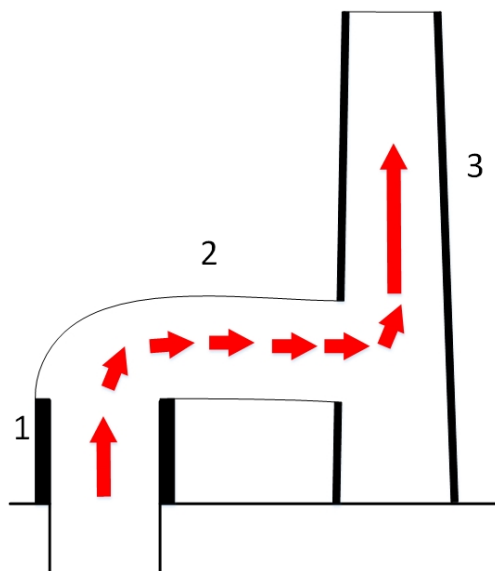
Proponowana jest adaptacja rozwiązania komina słonecznego do odzysku ciepła pochodzenia geotermalnego zawartego w powietrzu wydechowym usuwanym z kopalni. Zasadę działania komina słonecznego przedstawiono na rys. 1 i omówiono szczegółowo w [14]. Adaptacja rozwiązania komina słonecznego polega na wykorzystaniu źródła ciepła, jakim jest powietrze wydechowe kopalni, w miejsce energii słonecznej absorbowanej przez kolektory. Adaptacja komina słonecznego do nowego zastosowania wymaga rozważenia szeregu zagadnień wynikających ze specyfiki pracy kopalni, które zostały omówione w dalszej części artykułu. Możliwa jest, tak jak w przypadku komina słonecznego, instalacja turbiny wiatrowej wewnątrz komina lub wykorzystanie komina jako źródła pasywnej wentylacji kopalni. Schemat koncepcyjny komina geotermalnego został przedstawiony na rys. 2. Celem niniejszej pracy jest ocena możliwości konwersji niskotemperaturowego ciepła z szybów wydechowych kopalni w kominie geotermalnym. Praca komina geotermalnego została analitycznie zamodelowana w celu określenia potencjału rozwiązania w warunkach polskich i możliwości jego praktycznego zastosowania we współpracy z szybami wydechowymi kopalni. Przeprowadzono wstępną analizę ekonomiczną, umożliwiającą ocenę rentowności instalacji w zależności od wydajności szybu wydechowego przy obecnym stanie techniki i określenie kamieni milowych rozwoju technologii.

2. PRZEGLĄD LITERATURY

Rozwiązanie komina geotermalnego jest nowatorskie, ale bazuje na znanym i opisywanym w literaturze rozwiązaniu komina słonecznego. Xinping i Yangyang [14] na podstawie ponad 200 publikacji dotyczących kominów słonecznych opracowali obszerny przegląd aktualnej wiedzy nt. tej technologii. Jako rozważane zastosowania kominów wymienia się produkcję energii elektrycznej, rolnictwo (hodowla roślin, zagospodarowanie nieużytków rolnych), desalinację, uzyskiwanie wody pitnej, efekt chłodniczy, suszenie produktów rolnych. Jako zalety technologii autorzy wymieniają bezpie-



Rys. 1: Budowa i zasada działania komina słonecznego. Komin słoneczny składa się z komina (1), kolektorów słonecznych (2) i turbiny (3). Powietrze z otoczenia jest podsysane pod kolektory słoneczne. Powietrze znajdujące się pod kolektorami nagrzewa się, a następnie jest kierowane do komina. Turbina umieszczona w kominie odbiera energię od przepływającego powietrza



Rys. 2: Schemat koncepcyjny komina geotermalnego. Szyby wydechowe są zwykle zabudowane (1), co uniemożliwia instalację komina (3) bezpośrednio na szybie, ale wymaga połączenia komina i zabudowy szybu kanałem (2). Komin jest umieszczony blisko szybu wydechowego. W przedstawionym przypadku komin zapewnia pasywną wentylację kopalni i nie ma w nim zabudowanej turbiny

czeństwo, usuwanie odorów i szkodliwych substancji, łatwe sterowanie, wykorzystanie ciepła odpadowego (ciepło pochodzenia przemysłowego, biologicznego, geotermalnego), opłacalność ekonomiczną rozwiązania, korzystny wpływ na wentylację, desalinację.

Kominy słoneczne są obecnie przedmiotem wielu badań naukowych. Wśród analizowanych konstrukcji dominują jednak instalacje nie wyższe niż 10 m (najwyższa 25 m

wysokości) o średnicach mniejszych od 1 m (największa średnica 3 m) wykonane ze szkła lub plastiku. Osiągane podczas badań temperatury powietrza ze względu na niewielkie rozmiary kolektorów nie przekraczają 30°C. Planowana jest realizacja projektów komercyjnych, wśród których dominują instalacje przekraczające moc elektryczną 100 MW (typowa wysokość 1000 m, średnica 100 m i średnica kolektorów 4000 m). Według autorów [13], [14] obecnie dostępne techniki budowlane umożliwiają budowę instalacji o koszcie jednostkowym w granicach 1500–5000 PLN/m² powierzchni bocznej komina. Dogłębnej analizie poddawane są zjawiska przepływowe w kominach słonecznych [2], [4], [7], [10], [11], [15]. W celu redukcji kosztów i poprawy wskaźników ekonomicznych proponowane są alternatywne rozwiązania konstrukcyjne: komin dmuchane [11] oraz komin wirowe – komin zastępuje się konwekcyjnym wirem powietrza o znacznej wysokości [9]. Komin słoneczny analizowano do tej pory głównie pod kątem wykorzystania energii słonecznej. Trwają prace nad wdrożeniem technologii. Proponowane są alternatywne konstrukcje kominów charakteryzujące się niższymi kosztami inwestycyjnymi.

3. POWIETRZE WYDECHOWE I ZABUDOWA SZYBÓW KOPALNI

Ze względu na specyfikę źródła niskotemperaturowego ciepła należy rozważyć kwestie związane z właściwościami powietrza z szybów wydechowych kopalni oraz możliwość zabudowy szybu wydechowego biorąc pod uwagę uwarunkowania techniczne i prawne.

Ciepłe i bardzo wilgotne powietrze usuwane z kopalni zawiera produkty spalania paliw z pracujących tam maszyn (tlenek i dwutlenek węgla, węglowodory) oraz związki uwalniane przez górotwór w czasie prac wydobywczych (siarkowodór etc.). Wysoka, bliska nasyceniu wilgotność może w przypadku ochładzania się powietrza na skutek np. strat ciepła do otoczenia powodować wykraplanie się agresywnych związków chemicznych na powierzchni komina. Z powodu właściwości agresywne i korozyjne powietrza wydechowego do budowy komina powinny być stosowane specjalne materiały. Podobny problem nie występuje w przypadku konstrukcji kominów słonecznych.

Kopalnie muszą być intensywnie wentylowane ze względu na pracujących na dole ludzi. Negatywna ingerencja w pracę systemu wentylacji mogłaby doprowadzić do katastrofy i z punktu widzenia bezpieczeństwa jest wykluczona. Wykorzystana do odzysku energii metoda nie może wywierać niekorzystnego wpływu na pracę systemu wentylacji np. okresowo go zaburzając.

4. METODOLOGIA

Zamodelowano analitycznie pracę komina geotermalnego w celu określenia potencjału rozwiązania oraz na bazie modelu wykonano analizę ekonomiczną. Główną siłą napędową konwekcyjnego przepływu powietrza w kominie jest siła wyporu F_w , wynikająca z różnicy gęstości słupów ciepłego, wilgotnego powietrza wydechowego ρ_w oraz relatywnie zimnego i suchego powietrza atmosferycznego ρ_a :

$$F_w = V \cdot g \cdot (\rho_a - \rho_w) \quad (1)$$

Siła wyporu działająca na powietrze w przekroju poprzecznym komina A wywołuje różnicę ciśnień.

$$F_w = \Delta p \cdot A \quad (2)$$

Objętość komina V jest wyrażona jako iloczyn pola przekroju poprzecznego i wysokości H :

$$V = H \cdot A \quad (3)$$

Podstawiając równania (2) i (3) do (1) otrzymuje się wyrażenie opisujące spadek ciśnienia w kominie Δp o wysokości H przy pewnej różnicy gęstości powietrza atmosferycznego i powietrza w kominie

$$\Delta p = H \cdot g \cdot (\rho_a - \rho_w) \quad (4)$$

Ze względu na liniowe straty ciśnienia Δp_l^s , różnica ciśnień wynikająca z (4) jedynie w części może zostać użytecznie wykorzystana

$$\Delta p = \Delta p_u + \Delta p_l^s \quad (5)$$

Liniowe straty ciśnienia są odwrotnie proporcjonalne do średnicy D , wprost proporcjonalne do długości kanału (wysokości), prędkości powietrza w kanale w i współczynnika strat liniowych λ przyjętego na podstawie [5]

$$\Delta p_l^s = \lambda \cdot \frac{H}{D} \cdot \frac{\rho_w \cdot w^2}{2} \quad (6)$$

Prędkość strugi powietrza wydechowego jest wyrażona jako iloraz strumienia objętości powietrza wydechowego V przepływającego przez przekrój kołowy o średnicy D

$$w = \frac{4V}{\pi D^2} \quad (7)$$

Z równań (4)–(7) uzyskano zależność opisującą użyteczny spadek ciśnienia Δp_u w zależności od parametrów konstrukcyjnych komina i warunków atmosferycznych

$$\Delta p_u = H \cdot \left[g \cdot (\rho_a - \rho_w) - \frac{8\lambda\rho_w V^2}{\pi^2 D^5} \right] \quad (8)$$

Przyjęto, że powietrze wydechowe jest nasycone parą wodną, dlatego jego gęstość ρ_w zależy jedynie od temperatury

$$\rho_w = f(t_w) \quad (9)$$

Gęstość powietrza atmosferycznego ρ_a zależy od temperatury i wilgotności, wyrażonych jako temperatury mokrego i suchego termometru:

$$\rho_a = f(t_m, t_s) \quad (10)$$

Komin, zapewniając część spadku ciśnienia potrzebnego do utrzymania odpowiedniego przepływu powietrza przez wyrobisko górnicze, odciąża wentylatory o równoważność iloczynu użytecznego spadku ciśnienia i przepływu powietrza

$$N_u = \Delta p_u \cdot V \quad (11)$$

Komin, zapewniając pasywną wentylację, pozwala na redukcję w skali roku kosztów eksploatacyjnych związanych z wentylacją kopalni

$$R_k = N_u \cdot t \cdot K_e \quad (12)$$

Nakład inwestycyjny komina jest proporcjonalny do jego wysokości i średnicy

$$K = \pi \cdot K_k \cdot H \cdot D \quad (13)$$

Prosty czas zwrotu inwestycji $SPBT$ wynosi:

$$SPBT = \frac{K}{R_k} \quad (14)$$

W czasie całego okresu eksploatacji komina LT (przyjętego na podstawie [14] jako 30 lat), biorąc pod uwagę czas jego amortyzacji, sumaryczna redukcja kosztów wentylacji kopalni wyniesie

$$Z = R_k \cdot (LT - SPBT) \quad (15)$$

Efektywna stopa zwrotu inwestycji jest wyrażona jako

$$R = \sqrt[LT]{\frac{Z}{K}} + 1 - 1 \quad (16)$$

5. WYNIKI

Na podstawie przedstawionej metodologii przeprowadzono analizę potencjału komina geotermalnego i wpływu warunków atmosferycznych na jego pracę oraz wykonano analizę ekonomiczną. W obliczeniach wykorzystano dane zamieszczone w tabeli 1.

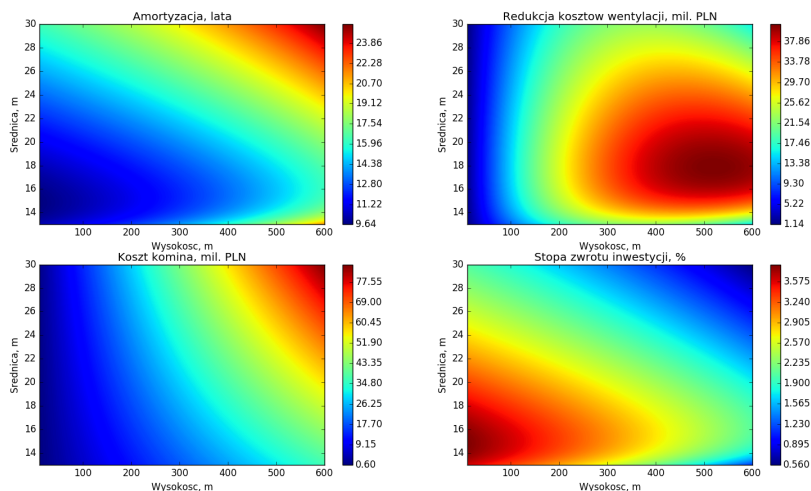
Tabela 1: Dane wykorzystane w obliczeniach z podanymi odnośnikami do literatury

Opis	Symbol	Wartość	Jednostka	Źródło
Temperatura powietrza wydechowego	T_w	35	°C	–
Wilgotność powietrza wydechowego	ϕ_w	100	%	–
Jednostkowy koszt komina	K_k	1500	PLN/m ²	[13, 14]
Całkowity czas pracy komina	LT	30	lata	[14]
Koszt jednostkowy energii elektrycznej	K_e	0,3	PLN/kWh	–
Współczynnik liniowych strat ciśnienia	λ	0,01	–	[5]

5.1. Analiza ekonomiczna

Przeanalizowano wydajności szybów wydechowych w zakresie 850-7000 m³/s. Na podstawie przeglądu literatury i wiedzy autorów przyjęto koszt jednostkowy komina odniesiony do jednostki powierzchni, koszt jednostkowy energii elektrycznej i przewidywany czas pracy komina zgodnie z tabelą 1.

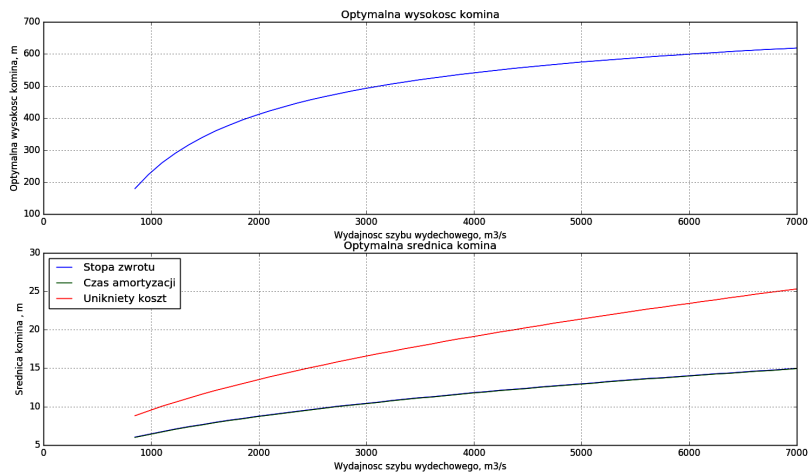
Na rysunku 3 przedstawiono czas amortyzacji, redukcję kosztów wentylacji kopalni, uzyskaną w wyniku eksploatacji komina geotermalnego, szacowany koszt budowy komina i stopę zwrotu inwestycji dla komina zabudowanego na szybie wydechowym o wydajności 3500 m³/s w zależności od wysokości i średnicy komina. Przedstawione zależności dla przykładowej wydajności szybu pokazują, że ze względu na prezentowane kryteria można znaleźć wartości optymalne: ze względu na czas amortyzacji i stopę zwrotu inwestycji istnieje optymalna średnica komina, ze względu na



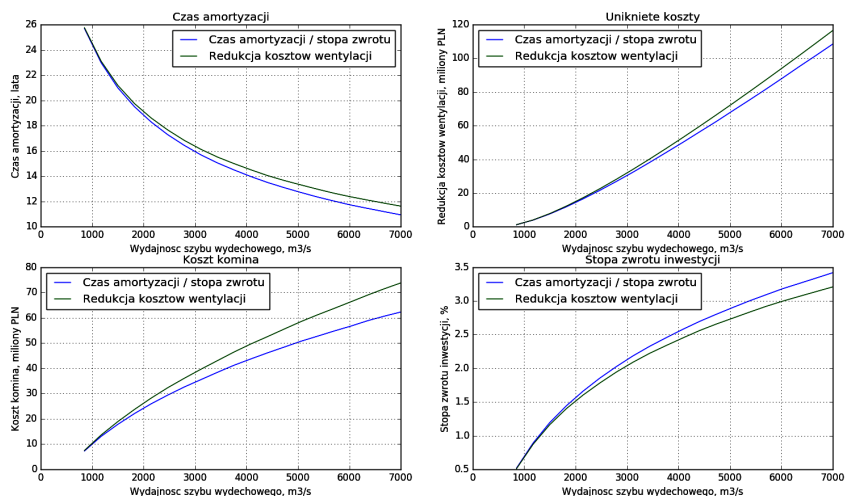
Rys. 3: Czas amortyzacji (u góry, po lewej), redukcja kosztów wentylacji kopalni, uzyskana w wyniku eksploatacji komina geotermalnego (u góry, po prawej), szacowany koszt budowy komina (na dole, po lewej) i stopa zwrotu inwestycji (na dole, po prawej) dla komina zabudowanego na szybie wydechowym o wydajności $3500 \text{ m}^3/\text{s}$ w zależności od wysokości i średnicy komina. Ze względu na czas amortyzacji, redukcję kosztów wentylacji kopalni i stopę zwrotu inwestycji istnieją optymalne średnice komina. Ponadto istnieje optymalna wysokość komina ze względu na redukcję kosztów wentylacji kopalni

redukcję kosztów wentylacji kopalni istnieje optymalna średnica i wysokość komina. Optymalna średnica komina ze względu na stopę zwrotu jest zbliżona do optymalnej średnicy ze względu na czas amortyzacji, podczas gdy optymalna średnica ze względu na redukcję kosztów wentylacji kopalni jest znacznie większa od dwóch pozostałych. Czas amortyzacji inwestycji maleje i efektywna stopa zwrotu inwestycji rośnie wraz ze spadkiem wysokości komina. Wysokość komina musi być dobierana na zasadzie kompromisu między wysokością redukcji kosztów wentylacji i efektywną stopą zwrotu inwestycji. W analizowanym zakresie wydajności szybów wyznaczono optymalne średnice i wysokość komina. Optymalna wysokość komina rośnie nieliniowo ze wzrostem wydajności szybu wydechowego, co zostało przedstawione na rys. 4 (u góry). Optymalna wysokość komina w analizowanym przedziale zmienia się w zakresie od 200 do 600 m. Wysokość komina rośnie szybciej dla niewielkich wydajności (rzędu $1000 \text{ m}^3/\text{s}$). Przykładowo w zakresie od 1000 do $2000 \text{ m}^3/\text{s}$ optymalna wysokość komina wzrasta z 200 do 400 m, a w zakresie od 6000 do $7000 \text{ m}^3/\text{s}$ optymalna wysokość wynosi około 600 m i zmienia się nieznacznie. Na dolnym rys. 4 przedstawiono zależności: optymalną wysokość komina oraz optymalne średnice komina w zależności od wydajności zabudowanego szybu wydechowego przy różnych kryteriach optymalizacji (ze względu na czas amortyzacji i redukcję kosztów wentylacji kopalni). Optymalna średnica komina wzrasta prawie liniowo, niezależnie od przyjętego kryterium optymalizacji. Wpływ przyjętego kryterium optymalizacji wzrasta dla większych wydajności. Dla wydajności szybu wydechowego $1000 \text{ m}^3/\text{s}$ optymalna średnica, niezależnie od kryterium, wynosi około 7 m, podczas gdy dla wydajności $7000 \text{ m}^3/\text{s}$ optymalne średnice wynoszą około 22 m i 26 m odpowiednio dla czasu amortyzacji i redukcji kosztów

wentylacji kopalni przyjętych jako kryterium optymalizacji. Dla optymalnych wartości wysokości i średnic komina w zależności od wydajności szybu wydechowego obliczono czas amortyzacji, redukcję kosztów wentylacji kopalni, koszt komina i stopę zwrotu inwestycji, przedstawiono na rys. 5.



Rys. 4: Optymalna wysokość komina (u góry) i optymalne średnice komina ze względu na kryterium optymalizacji: czas amortyzacji/ efektywną stopę zwrotu i redukcję kosztów wentylacji kopalni (na dole) w zakresie wydajności szybu wydechowego 850–7000 m³/s



Rys. 5: Czas amortyzacji, redukcja kosztów wentylacji kopalni, koszt budowy komina i stopa zwrotu inwestycji obliczone dla optymalnej geometrii komina

Czas amortyzacji komina słonecznego mieści się w zakresie od 11 do 26 lat i spada dla wyższych wydajności szybu wydechowego. Na podstawie przeglądu literaturowego dot. kominów słonecznych przyjęto całkowity czas pracy instalacji 30 lat [14]. Efektem eksploatacji komina geotermalnego zabudowanego na szybie wydechowym kopalni jest pasywna wentylacja wyrobisk górniczych, która redukuje pobór mocy wentylatorów i koszty z tym związane. Dla niewielkich wydajności szybów eksploatacja kominów przynosi znikomą redukcję kosztów eksploatacyjnych — czas amortyzacji kominów o małych wydajnościach jest zbliżony do przewidywanego czasu pracy instalacji. Dla większych wydajności redukcja kosztów wentylacji kopalni znacząco rośnie osiągając wartość około 110 milionów PLN dla najwyższych analizowanych wydajności. Przykładowo redukcja kosztów wentylacji kopalni w przypadku szybów o wydajnościach 2000 i 6000 m³/s wyniesie odpowiednio niecałe 20 i ponad 80 milionów PLN. Zabudowa 3-krotnie większego szybu prowadzi do 4-krotnie większej redukcji kosztów wentylacji. Koszty budowy komina geotermalnego mieszczą się w zakresie od 8 do 70 milionów PLN. Koszty rosną niemal liniowo. Przykładowo koszty kominów zabudowanych na szybach 1000 i 6000 m³/s wynoszą odpowiednio 10 i 60 milionów PLN. Zabudowa sześciokrotnie wydajniejszego szybu kosztuje około sześciokrotnie więcej. Wysokie koszty budowy komina i niewielkie korzyści ekonomiczne osiągane przy małych wydajnościach powodują, że stopa zwrotu inwestycji dla kominów małej wydajności (1000 m³/s) wynosi około 0,5%.

Stopa zwrotu inwestycji rośnie wraz z wydajnością szybu. Dla wydajności rzędu 3500 m³/s wynosi 2,2%, natomiast dla 7000 m³/s wynosi 3,2%.

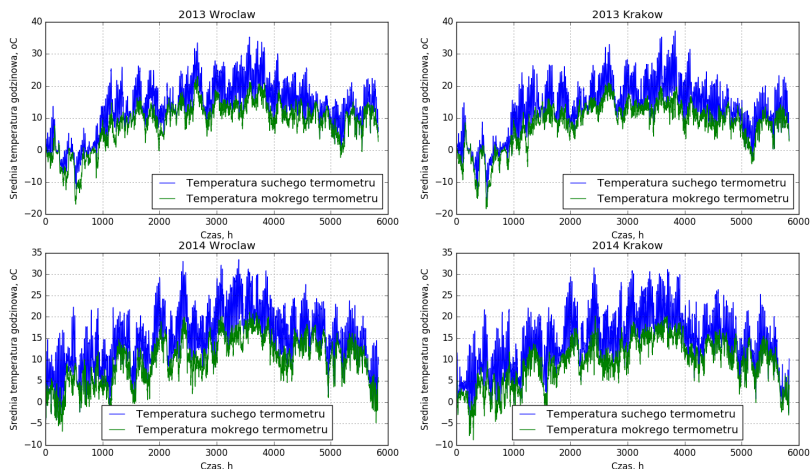
5.2. Wpływ warunków atmosferycznych na pracę komina geotermalnego

Siłą napędową zjawisk zachodzących w kominie geotermalnym jest różnica gęstości powietrza z szybu wydechowego (którego roczne wahania wilgotności i temperatury są pomijalne) i powietrza atmosferycznego. Przeanalizowano śródroczny potencjał komina na przykładzie czterech rocznych rozkładów temperatury godzinowej Wrocławia i Krakowa w latach odpowiednio 2013 i 2014 [1], które przedstawiono na rys. 6. Przykładowe obliczenia przeprowadzono w oparciu o przyjęte dane: wydajność szybu wydechowego 3500 m³/s, wysokość komina 500 m i średnica komina 16 m.

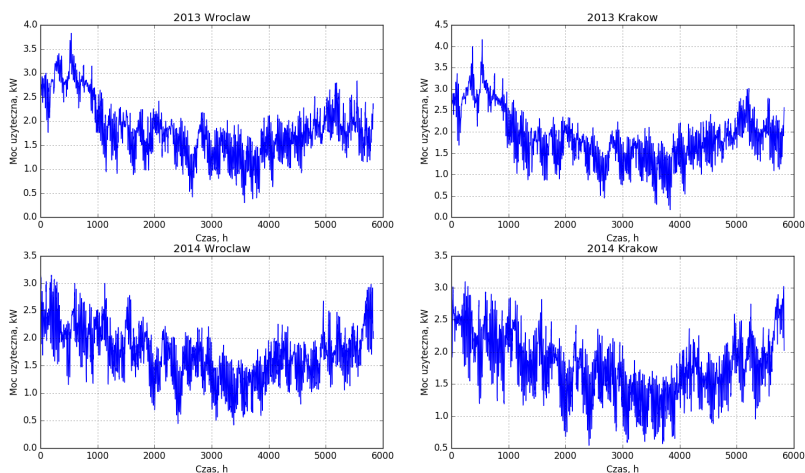
Na podstawie danych meteorologicznych obliczono redukcję zapotrzebowania na moc elektryczną wentylatorów, którą pokazano na rys. 7. Potencjał komina spada ze wzrostem temperatury powietrza atmosferycznego — dla ujemnych temperatur powietrza komin osiąga moc użyteczną do ponad 3 MW (chwilowo 3,5 MW), a dla temperatur ponad 30°C moc użyteczna spada poniżej 500 kW (chwilowo 200 kW). We wszystkich analizowanych przypadkach komin geotermalny, nawet w przypadku temperatur maksymalnych, nie wywierał negatywnego wpływu na funkcjonowanie źródła.

6. WNIOSKI

Zaproponowano wykorzystanie będącej w fazie wdrożenia technologii kominów słonecznych do zagospodarowania niskotemperaturowego ciepła zawartego w powietrzu wydechowym z szybów kopalni o temperaturze 30–35°C. Przeanalizowano możliwość wykorzystania kominów geotermalnych: obliczono optymalną geometrię komina ze względu na wybrane wskaźniki finansowe oraz wykonano analizę ekonomiczną dla optymalnej geometrii komina w zależności od wydajności szybu wydechowego. Po-



Rys. 6: Godzinowe temperatury suchego i mokrego termometru zmierzone w Krakowie i Wrocławiu w latach 2013 i 2014 [1]



Rys. 7: Redukcja kosztów wentylacji kopalni, uzyskana w wyniku eksploatacji komina geotermalnego dla szybu o wydajności $3500 \text{ m}^3/\text{s}$ obliczona na podstawie danych meteorologicznych przedstawionych na rys. 3

nadto przeprowadzono ocenę potencjału komina geotermalnego na podstawie danych meteorologicznych: wpływ warunków meteorologicznych na pracę instalacji, możliwość wystąpienia negatywnej ingerencji pracy komina na pracę systemu wentylacji

kopalni w warunkach polskich. Analizy przeprowadzono w zakresie wydajności szybów wydechowych od 850 do 7000 m³/s.

7. Dyskusja i perspektywy

Efektywna stopa zwrotu inwestycji w przypadku kominów o optymalnej geometrii zabudowanych na szybach o wydajności około 1000 m³/s wynosi około 0,5% (czas amortyzacji około 26 lat, przy przewidywanym całkowitym czasie pracy instalacji 30 lat). Dla wydajności szybu rzędu 7000 m³/s stopa zwrotu inwestycji wynosi ponad 3% (inwestycja amortyzuje się po około 12 latach). Wpływ wysokości kominu jest dwójaki: z jednej strony komin o optymalnej wysokości oznacza wyższy zysk bezwzględny (wyższą redukcję kosztów wentylacji kopalni), ale niższą stopę zwrotu inwestycji, z drugiej strony komin o wysokości niższej niż optymalna oznacza niższy zysk, lecz wyższe efektywne stopy zwrotu. Aby poprawić ekonomikę eksploatacji szybów wydechowych muszą zostać zaproponowane i rozwinięte technologie lekkich kominów, których cena nie powinna przekraczać 1000 PLN/m² (obecnie: 1500–5000 PLN/m² [13], [14]). Cechami odróżniającymi kominy słoneczne od kominów konwencjonalnych są: duże średnice kanałów, niska temperatura medium w kominie, w przypadku kominów geotermalnych kwestie związane z właściwościami powietrza wydechowego (agresywne chemicznie, wilgotne i silnie korozyjne).

Analiza teoretyczna potencjału kominów geotermalnych w warunkach polskich wykazuje, że eksploatacja takich kominów nie będzie, w sposób długotrwały, wywierać negatywnego wpływu na system wentylacji kopalni. Możliwe są jedynie chwilowe zaburzenia pracy systemu dla temperatur powietrza powyżej 40°C.

Kominy geotermalne są obiecującą metodą konwersji niskotemperaturowego ciepła zawartego w powietrzu wydechowym kopalni. Mogą stanowić również źródło pasywnej wentylacji awaryjnej. Metoda może być także zastosowana do konwersji ciepła innego pochodzenia: ciepła rozpraszanego w chłodniach kominowych elektrowni, ciepła odpadowego z procesów przemysłowych (browarów, hut). Dalsze badania naukowe i projekty wdrożeniowe dotyczące kominów powinny być skoncentrowane na identyfikacji potencjalnych źródeł, możliwości ich wykorzystania i rozwoju technologii konstrukcji odpowiednich kominów.

LITERATURA

- [1] *Synoptic Dispatch Data from Polish Weather Stations*.
- [2] Cao F., Li H., Ma Q., Zhao L., *Design and Simulation of a Geothermal – Solar Combined Chimney Power Plant*, Energy Conversion and Management, **84**, 2014.
- [3] Chen C.-H., Schmid G., Chan C.-T., Chiang Y.-C., Chen S.-L., *Application of Silica Gel Fluidised Bed for Air-Conditioning Systems*, Applied Thermal Engineering, **89**, 229–238, 2015.
- [4] Fasel H.F., Meng F., Shams E., Gross A., *CFD Analysis for Solar Chimney Power Plants*, Solar Energy, **98**, 12–22, 2013.
- [5] Jezowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., *Mechanika Płynów*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2001.
- [6] Kolasinski P., *The Influence of the Heat Source Temperature on the Multivane Expander Output Power in an Organic Rankine Cycle (ORC) System*, Energy, 3351–3369, 2015.

- [7] Kra Wilfried B., *Computer Simulation and Optimization of Thermo-Fluidmechanical Processes of Solar Updraft Power Plants*, Solar Energy, **98**, 2–11, 2013.
- [8] Li T.X., Wang R.Z., Li H., *Progress in the Development of Solid E Gas Sorption Refrigeration Thermodynamic Cycle Driven by Low-Grade Thermal Energy*, Progress in Energy and Combustion Science, **40**, 2014.
- [9] Michaud L., Brian M., *Energy from Convective Vortices*, International Conference on Solar Updraft Tower Power Technology SUTPT2012, 2012.
- [10] Mohiuddin A., Eray U., *Computational Analysis of a Solar Energy Induced Vortex Generator*, Applied Thermal Engineering, **98**, 1036–1043, 2016.
- [11] Vakhtang P., Vorobieff P., Mammoli A., Fathi N., *Inflatable Free-Standing Flexible Solar Towers*, Solar Energy, **98**, 85–98, 2013.
- [12] Rogala Z., *Informacja własna*, 2016.
- [13] Schlaich J., Bergermann R., Schiel W., Weinrebe G., *Design of Commercial Solar Updraft Tower Systems – Utilization of Solar Induced Convective Flows for Power Generation*, J. Solar Energy Eng. – Trans. ASME, **49**, 1–9, 2005.
- [14] Xinping Z., Yangyang X., *Solar Updraft Tower Power Generation*, Solar Energy, 2015.
- [15] Zheng Z., Suoying H., *Modeling and Characteristics Analysis of Hybrid Cooling-Tower-Solar-Chimney System*, Energy Conversion and Management, **95**, 59–68, 2015.



Wpływ dodatku nanocząstek do medium grzewczego na współczynnik wnikania ciepła w parowaczu płytowym

Agnieszka Włazlak

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Katedra Termodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych
E-mail: agnieszka.wlazlak@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *prof. dr hab. inż. Zbigniew Królicki*

STRESZCZENIE

W artykule przedstawiono rezultaty symulacji pracy parowacza płytowego, w którym zastosowano nanociecze (woda – Cu, woda – Al_2O_3 i woda – TiO_2) o stężeniach 0–5% w celu poprawy efektywności wnikania ciepła po stronie medium grzewczego. Do obliczeń wymienników ciepła wykorzystano równania opisujące własności wybranych nanocieczy. Analizie poddano liczbę płyt wymiennika wymaganą do osiągnięcia założonej mocy, zmianę przewodności cieplnej nanocieczy, zależność liczby Prandtla od stężenia zastosowanych nanocząstek oraz wymaganą moc pompy. Otrzymane wyniki wskazują na 15% poprawę współczynnika wnikania ciepła po stronie nośnika ciepła oraz 28% spadek wymaganej mocy pompy, co prowadzi do zmniejszenia gabarytów wymiennika oraz obniżenia zużycia energii.

SŁOWA KLUCZOWE: *nanociecze, medium grzewcze, wymiennik ciepła*

1. WPROWADZENIE

Rosnące zapotrzebowanie na chłód wymusza poszukiwanie nowych strategii pozyskiwania, transportowania oraz wykorzystania energii. Dynamicznie rozwijająca się dziedzina nanotechnologii wykazuje duży potencjał w zakresie intensyfikacji wymiany ciepła i poprawy efektywności energetycznej.

Nanociecze powstają na skutek rozproszenia cząsteczek o wielkości poniżej 100 nm w cieczy bazowej, najczęściej wodzie lub glikolu. Głównym celem badań w tej dziedzinie jest uzyskanie maksymalnej poprawy właściwości cieplnych i przepływowych płynu przy minimalnym dodatku ciała stałego (<1%) [1].

Wydajność wymiennika ciepła zależy od własności czynnika roboczego, dlatego jego dobór jest podstawowym problemem rozwiązywanym podczas procesu projektowania. Zastosowany nośnik ciepła ma wpływ na parametry pracy, bezpieczeństwo, gabaryty urządzenia oraz wymaganą moc pompy, co przekłada się na koszty inwestycyjne i eksploatacyjne.

W artykule przedstawiono analizę możliwości zastosowania nanocieczy jako medium grzewczego parownika płytowego. Do symulacji wykorzystano wodę stanowiącą ciecz bazową oraz trzy rodzaje nanocząstek: Cu, Al_2O_3 i TiO_2 o stężeniach w zakresie 0–5%.

2. WŁAŚCIWOŚCI TERMODYNAMICZNE NANOCIECZY

Aby dokonać optymalnego wyboru czynnika, w zależności od jego zastosowania, należy znać właściwości termofizyczne nanocieczy. Z tego powodu został dokonany przegląd literaturowy parametrów nanozawiesin: przewodności cieplnej, gęstości, lepkości i ciepła właściwego.

2.1. Przewodność cieplna

Potencjał wykorzystania nanocieczy w celu poprawy efektywności wymiany ciepła zależy głównie od ich przewodności cieplnej. Lee i in. [2] badali nanomieszaniny woda – Al_2O_3 o stężeniach 0,01–0,3% w temperaturze 21°C i uzyskali poprawę przewodności cieplnej o 44%, natomiast dla stężenia 6%, Li i Peterson [3] otrzymali prawie 30% wzrost współczynnika przewodzenia ciepła. Liu i in. [4] wykazali 24% wzrost przewodności cieplnej zawiesiny woda – Cu o stężeniu 0,1% w porównaniu do cieczy bazowej, natomiast Sinha i in. [5] 48–70% dla stężenia równego 1%. Dodatek TiO_2 o stężeniach 1–8% poprawia efektywność przewodzenia ciepła cieczy bazowej o 2–20% [6].

Dostępne w literaturze wyniki pomiarów nie są jednak jednoznaczne. Rozbieżności mogą wynikać z nieprecyzyjnej charakterystyki nanocieczy oraz różnic w technikach pomiarowych. Wskazuje się wiele parametrów mających wpływ na współczynnik przewodzenia ciepła nanocieczy, m.in. [1]: stężenie, rodzaj i kształt nanocząstek, rodzaj cieczy bazowej, wartość pH, wahania temperatury czy dodatki innych związków chemicznych, np. surfaktantów poprawiających stabilność zawiesin.

Nanociecze mają skłonność do aglomeracji, przede wszystkim w wyniku nieodpowiedniego przygotowania roztworu (np. zbyt krótkiego czasie ultrasonifikacji). Zazwyczaj proces ten nie jest precyzyjnie analizowany podczas wykonywania pomiarów.

Wśród najbardziej rozpowszechnionych teorii na temat mechanizmów odpowiedzialnych za wzrost współczynnika przewodzenia ciepła wyróżnić można:

- ruchy Browna nanocząsteczek [7, 8, 9],
- struktury warstwowe przy powierzchni nanocząstek [10, 11],
- transport balistyczny [1, 12],
- efekt aglomerowania cząstek [1, 12].

Koncepcja dotycząca ruchów Browna wzbudza najwięcej kontrowersji. W literaturze można spotkać artykuły udowadniające wpływ ruchów Browna na przewodzenie [7, 8, 9], jak i jemu zaprzeczające [13].

Ze względu na niejednoznaczne wyniki badań eksperymentalnych oraz mnogość mechanizmów odpowiadających za proces przewodzenia ciepła, w literaturze jest dostępnych wiele korelacji umożliwiających obliczenie współczynnika przewodzenia ciepła dla dowolnej pary nanocząstki – ciecz bazowa w wybranych warunkach.

Na potrzeby artykułu wykorzystano rozpowszechnioną korelację Hamiltona–Crossera, wykazującą dobrą zgodność z wynikami doświadczalnymi dla analizowanych nanociecz [14]:

$$k_{nf} = \frac{k_p(n-1)k_{bf} - (n-1)\varphi(k_{bf} - k_p)}{\frac{k_p}{k_{bf}} + (n-1) + \varphi \frac{k_{bf} - k_p}{k_{bf}}} \quad (1)$$

gdzie: k_p i k_{bf} są współczynnikami przewodzenia ciepła odpowiednio nanocząstek oraz cieczy bazowej, W/mK, φ – koncentracją obj. cząstek, %, a n – współczynnikiem zależnym od kształtu nanocząstek (3 dla cząstek sferycznych, 6 dla cylindrycznych).

2.2. Gęstość

Gęstość nanocieczy rośnie wraz ze wzrostem koncentracji ciała stałego. Badania eksperymentalne potwierdzają jej addytywność (różnice pomiędzy wartościami obliczonymi a zmierzonymi są mniejsze niż 5% [14]):

$$\rho_{nf} = \varphi\rho_p + (1 - \varphi)\rho_{bf} \quad (2)$$

gdzie: ρ_p i ρ_{bf} , kg/m³, są gęstościami odpowiednio nanocząstek oraz cieczy bazowej.

2.3. Lepkość

Opierając się na badaniach dostępnych w literaturze można stwierdzić, że lepkość nanocieczy zależy od stężenia, wielkości, kształtu i typu cząstek, rodzaju płynu bazowego oraz temperatury [15]. Na potrzeby niniejszej analizy wykorzystano powszechnie stosowane równanie Einsteina [15]:

$$\mu_{nf} = (1 + 2,5\varphi)\mu_{bf} \quad (3)$$

gdzie μ_{bf} , Pa · s, jest współczynnikiem lepkości dynamicznej cieczy bazowej.

2.4. Ciepło właściwe

Ciepło właściwe maleje liniowo wraz ze wzrostem stężenia nanocząstek. Do obliczenia ciepła właściwego nanocieczy posłużono się zależnością [14]:

$$\rho_{nf} = \varphi C_{p,p} + (1 - \varphi)C_{p,bf} \quad (4)$$

gdzie: $C_{p,p}$ i $C_{p,bf}$, J/kg · K, są ciepłem właściwym odpowiednio nanocząstek oraz cieczy bazowej.

3. MODEL OBLICZENIOWY

Niniejsza analiza dotyczyć będzie parowacza płytowego, którego parametry zostały przedstawione w tabeli 1. Szczegółowy algorytm obliczeń dostępny jest w [18].

Tabela 1: Założone parametry geometryczne oraz cieplno-przepływowe rozpatrywanego wymiennika

Parametr	Symbol	Wartość	Jednostka
Szerokość	g	150	mm
Wysokość	H	300	mm
Odległość między płytami	s_{pl}	3	mm
Grubość płyt	δ_{pl}	0,4	mm
Liczba kanałów po stronie cieczy grzewczej	n_{zg}	2	-
Strumień masowy cieczy grzewczej	m_g	0,4	kg/s
Temp. cieczy grzewczej na wlocie	T_{g1}	12	°C
Temp. wrzenia	T_o	3	°C

Do oszacowania współczynnika wnikania ciepła w płytowych wymiennikach ciepła od strony nanocieczy wykorzystano korelację [16]:

$$Nu_{nf} = 2,4 Re_{nf}^{0,25} Pr_{nf}^{0,4} \quad (5)$$

Jako wymiar charakterystyczny do obliczenia liczby Reynoldsa (Re) wykorzystano średnicę hydrauliczną kanału, która dla wymienników płytowych równa jest $2s_{pl}$ [18].

Współczynnik wnikania ciepła od strony czynnika chłodniczego obliczony został na podstawie korelacji Bogdanowa [17]:

$$\alpha_{cz} = \frac{A_0 G^{0,2} q^{0,6}}{d_e^{0,6}} \quad (6)$$

gdzie: G – gęstość strumienia masy czynnika, kg/m²s, $\tau = T_o / T_s$, gdzie T_s jest temperaturą wrzenia czynnika, a współczynnik A_0 można wyliczyć z zależności:

$$A_0 = \begin{cases} 10^{2,26\tau-2,35} & \tau \leq 1 \\ 10^{1,16\tau-1,25} & \tau > 1 \end{cases} \quad (7)$$

Liczba płyt wymagana do osiągnięcia założonej mocy cieplnej parowacza [18]:

$$n_{pl} = \frac{A}{0,9Hg} + 1 \quad (8)$$

gdzie: A – wymagana powierzchnia wymiany ciepła, m².

Analiza aplikacyjności nanocieczy w wymiennikach ciepła powinna uwzględniać aspekt ekonomiczny jego eksploatacji. Kluczowe znaczenie ma w tym przypadku wymagana moc pompy, którą można wyznaczyć jako [19]:

$$W = \Delta P V_g \quad (9)$$

gdzie: V_g to objętościowy strumień przepływu, ΔP spadek ciśnienia:

$$\Delta P = \frac{2f h \rho w^2}{d_e} \quad (10)$$

Współczynnik tarcia f oblicza się jako:

$$f = \begin{cases} 0,3025 + 91,75/Re & 150 < Re < 1800 \\ 1,46 Re^{-0,177} & 1800 < Re < 30000 \end{cases} \quad (11)$$

Wszystkie wymagane własności fizyczne wody zostały obliczone na podstawie [20] dla średniej temperatury wody.

Właściwości nanocząstek zostały przedstawione w tabeli 2.

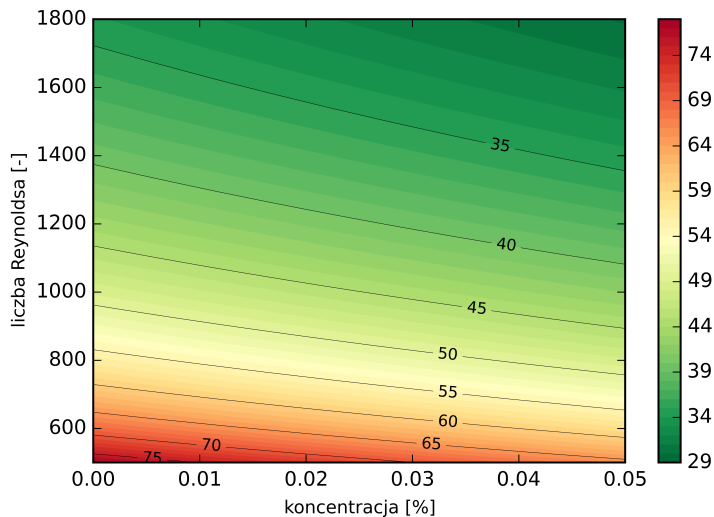
Tabela 2: Własności fizyczne nanocząstek [21]

Nanocząstki	Gęstość kg/m ³	Ciepło właściwe kJ/kg·K	Przewodność cieplna W/m·K
Cu	8900	385	395
Al ₂ O ₃	3700	880	46
TiO ₂	3900	710	8,4

4. ANALIZA WYNIKÓW

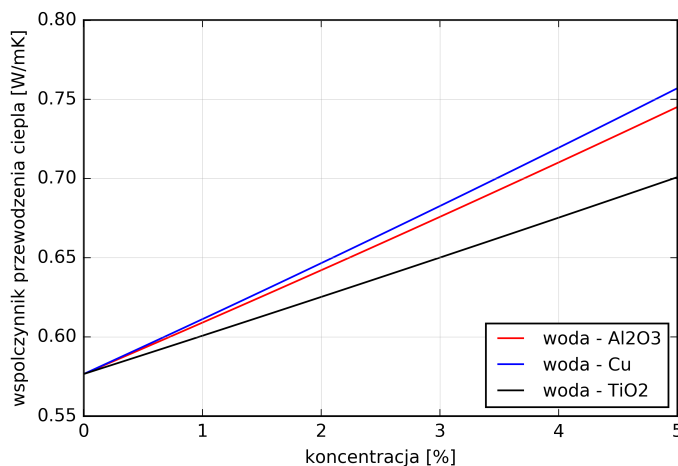
Spotykane w literaturze charakterystyki pracy wymienników ciepła [16, 19] opierają się najczęściej na porównaniu efektywności pracy urządzenia dla nanocieczy i cieczy bazowej dla równych liczb Re .

Na rysunku 1 przedstawiono wymaganą liczbę płyt parowacza o wydajności cieplnej 10 kW w zależności od liczby Re i koncentracji nanocząstek Cu. Wymagana powierzchnia wymiany ciepła maleje ze wzrostem liczby Re oraz koncentracji. Dodatek ciała stałego zmienia właściwości cieczy bazowej – rośnie gęstość, lepkość i przewodzenie ciepła, spada ciepło właściwe. Utrzymanie takiej samej liczby Re jest jednoznaczne z większą prędkością przepływu nanocieczy niż w przypadku cieczy bazowej.



Rys. 1: Liczba płyt wymiennika w zależności od liczby Re i koncentracji nanocząstek Cu w wodzie

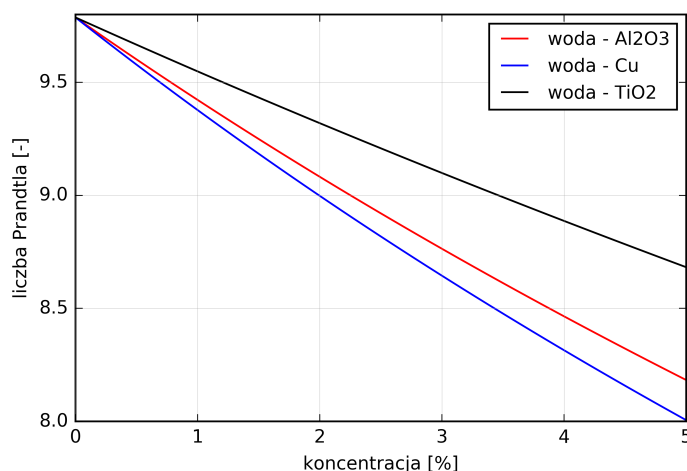
Dalsza analiza została więc przeprowadzona dla stałego objętościowego strumienia przepływu, zamiast dla stałej liczby Re . Zgodnie z przedstawionymi równaniami (1)–(11), im większa koncentracja ciała stałego, tym lepsza wymiana ciepła. Najczęściej rozpatrywane są zakresy stężenia poniżej 6% [1, 2, 22]. Zwiększanie koncentracji



Rys. 2: Zmiana przewodności cieplnej nanociecz w zależności od stężenia różnych rodzajów nanocząstek

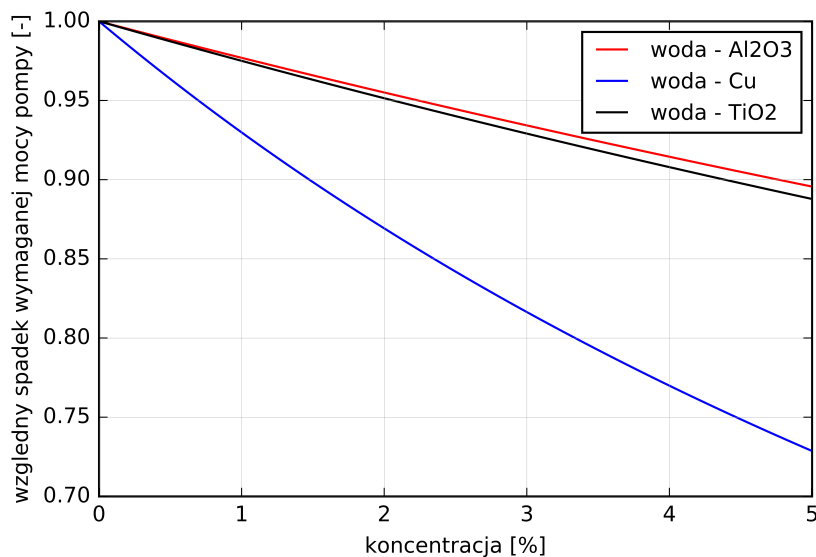
może spowodować utratę poprawionych właściwości cieplnych nanociecz, ze względu na zaburzenie mechanizmów odpowiedzialnych za poprawę przewodności cieplnej oraz zwiększone prawdopodobieństwo wystąpienia sedymentacji [1]. Parametrem determinującym możliwości aplikacyjne nanociecz jest ich współczynnik przewodzenia, obliczony na podstawie korelacji (1). Rysunek 2 przedstawia zmianę tej własności w zależności od stężenia dla trzech różnych dodatków.

Przy koncentracji równej 5% otrzymano ponad 31% poprawę przewodności dla nanocząstek Cu, 29% dla Al₂O₃ oraz 21% dla TiO₂. Rysunek 3 przedstawia zmianę liczby Prandtla (Pr) analizowanych nanociecz.



Rys. 3: Zmiana liczby Prandtla nanociecz w zależności od stężenia różnych rodzajów nanocząstek

Dla zakresu stężeń 0–5% maleje ona o ok. 18% dla nanocząstek miedzi, 16% dla tlenku glinu i 11% dla tlenku tytanu. Redukcja liczby Prandtla wpływa bezpośrednio na zmniejszenie współczynnika wnikania ciepła (równanie (6)), dlatego konieczne jest poszukiwanie nanododatków, które charakteryzuje stosunkowo mały spadek liczby Prandtla oraz możliwie duża liczba Reynoldsa. Zależność wymaganej mocy pompy od stężenia nanocząstek pokazano na rys. 4.

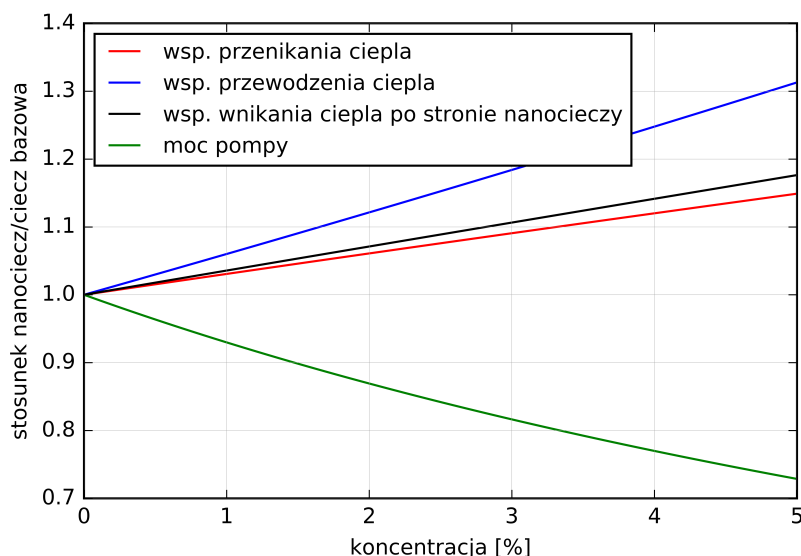


Rys. 4: Względna moc pompy w porównaniu do cieczy bazowej (wody)

Nanozawiesina woda–Cu okazała się najbardziej energooszczędnym rozwiązaniem. Dodanie 5% nanocząstek Cu powoduje spadek wymaganej mocy o 28%, dla TiO₂ i Al₂O₃ jest to odpowiednio 10 i 11%. Z przedstawionych danych wynika, że nanociecze oparte na miedzi wykazują zarówno najlepsze parametry cieplne, jak i wymagają najmniejszego nakładu energii do pokonania oporów przepływu. Osiągane parametry względne dla stężeń 0–5% zostały pokazane na rys. 5. Pięcioprocentowy dodatek miedzi powoduje wzrost współczynnika przewodzenia ciepła o 30%, współczynnika wnikania ciepła po stronie nanocieczy o 18%, przenikania ciepła przez płytę parowacza o 15% oraz spadek wymaganej mocy pompy o 27%.

5. PODSUMOWANIE

W artykule przedstawiono analizę efektywności pasywnej metody poprawy wymiany ciepła w parowaczach płytowych, jaką jest wykorzystanie nanocieczy jako medium grzewczego. Obliczenia zostały wykonane dla stałego objętościowego strumienia przepływu substancji grzejnej. Spośród 3 analizowanych nanododatków: Cu, TiO₂ i Al₂O₃ o stężeniach 0–5%, najlepsze parametry do zastosowania w płytowym wymienniku ciepła wykazują nanocząstki Cu o maksymalnym stężeniu. W porównaniu do czystej wody, dodatek 5% nanocząstek miedzi powoduje 15% poprawę współczynnika



Rys. 5: Stosunek parametrów cieplno-przepływowych nanocieczki woda-Cu w relacji do cieczy bazowej (wody)

przenikania ciepła. Dla Al_2O_3 zauważalny jest wzrost o 10%, natomiast dla TiO_2 o 7%.

Współczynniki wnikanía ciepła w parowaczu rosną liniowo wraz ze wzrostem koncentracji nanocząstek. Zgodnie z zastosowanymi równaniami, które zostały wyznaczone empirycznie, a ich stosowalność nie jest ograniczona maksymalnym możliwym stężeniem, wzrost stężenia ponad analizowane 5% powinien powodować dalszą poprawę przewodności cieplnej. Wykorzystane korelacje opisują jednak właściwości cieczy z dodatkiem cząstek o wymiarach na poziomie 10^{-7} – 10^{-9} m [1]. Wzrost ich stężenia jest równoznaczny z większym prawdopodobieństwem aglomeracji, zaburzającej mechanizmy transportu ciepła, co może wykluczyć funkcjonalność użytych wzorów. Najpoważniejszym skutkiem aglomeracji jest sedymentacja, która stanowi zagrożenie dla bezawaryjnej pracy wymiennika.

W przypadku typowych wymienników płytowych stosowanych w układach chłodniczych dodatek 5% obj. nanocząstek Cu powoduje zmniejszenie gabarytów wymienników o ok. 13% przy jednoczesnym obniżeniu wymaganej mocy pompy o ok. 27%. Połączenie minimalizacji pola powierzchni wymiany ciepła z mniejszymi oporami przepływu może znacznie obniżyć zużycie energii.

Dostępne w literaturze dane doświadczalne nie są jednoznaczne. Kontrowersje wzbudza już sam mechanizm poprawy przewodności cieplnej. Dlatego konieczne są dalsze badania eksperymentalne oraz teoretyczne w celu lepszego zrozumienia procesów zachodzących w nanocieczach oraz znalezienia optymalnego składu mieszaniny do aplikacji w urządzeniach cieplnych.

Wykaz symboli

A	pole powierzchni wymiany ciepła, m^2
C_p	ciepło właściwe, J/kgK
d_e	średnica hydrauliczna kanału, m
f	współczynnik tarcia, -
g	szerokość płyty, m
G	gęstość strumienia masy czynnika, kg/m^2s
H	wysokość płyty, m
k	współczynnik przewodzenia ciepła, W/mK
n	współczynnik zależny od kształtu nanocząstek, -
m	strumień masowy, kg/s
Nu	liczba Nusselta, -
Pr	liczba Prandtla, -
Re	liczba Reynoldsa, -
T	temperatura, $^{\circ}C$
q	gęstość strumienia ciepła, W/m^2
w	prędkość przepływu, m/s
W	moc pompy, W
α	współczynnik wnikania ciepła, W/m^2K
ΔP	spadek ciśnienia, Pa
ρ	gęstość, kg/m^3
μ	współczynnik lepkości dynamicznej, $Pa \cdot s$
φ	stężenie objętościowe nanocząstek, -

Indeksy dolne

bf	ciecz bazowa
g	medium grzejne
nf	nanociecz
p	nanocząstki
pl	płyta parowacza
o	proces wrzenia

LITERATURA

- [1] Das S.K., Choi S., Yu W., Pradeep T., *Nanofluids: Science and Technology*, Wiley Interscience, 2007.
- [2] Lee J.H., Hwang K.S. i in., *Effective viscosities and thermal conductivities of aqueous nanofluids containing low volume concentrations of Al_2O_3 nanoparticles*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, **51**(11–12), 2651–2656, 2008.
- [3] Li C.H., Peterson G.P., *The effect of particle size on the effective thermal conductivity of Al_2O_3 - water nanofluids*, Journal of Applied Physics, **101**(4), 2007.
- [4] Liu M.S., Lin M.C.C., Tsai C.Y., Wang C.C., *Enhancement of thermal conductivity with Cu for nanofluids using chemical reduction method*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, **49**(17–18), 3028–3033, 2006.
- [5] Sinha K., Kavlicoglu B., Liu Y., Gordaninejad F., Graeve O.A., *A comparative study of thermal behavior of iron and copper nanofluids*, Journal of Applied Physics, **106**(6), 2009.
- [6] Yiamsawasd T., Dalkilic A.S., Wongwises S., *Measurement of the thermal conductivity of titania and alumina nanofluids*, Thermochemica Acta, **545**, 48–56, 2012.

- [7] Azizian M.R., Aybar H., Okutucu T., *Effect of nanoconvection due to Brownian motion on thermal conductivity of nanofluids*, Proceedings of the 7th IASME / WSEAS International Conference on Heat Transfer, Thermal Engineering and Environment, HTE '09, 53–56, 2009.
- [8] Shukla K.N., Koller T.M., Rausch M.H., Fröba A.P., *Effective thermal conductivity of nanofluids – A new model taking into consideration Brownian motion* Int. Journal of Heat and Mass Transfer, **99**, 532–540, 2016.
- [9] Jang S.P., Choi S.U.S., *Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids* Applied Physics Letters, **84**(21), 4316–4318, 2004.
- [10] Leong K.C., Yang C., Murshed S.M.S., *A model for the thermal conductivity of nanofluids – The effect of interfacial layer* Journal of Nanoparticle Research, **8**(2), 245–254, 2006.
- [11] Yu W., Choi S.U.S., *The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: A renovated Maxwell model* Journal of Nanoparticle Research, **5**(1-2), 167–171, 2004.
- [12] Gao J.W., Zheng R.T., Ohtani H., Zhu D.S., Chen G., *Experimental investigation of heat conduction mechanisms in nanofluids. Clue on clustering*. Nano Letters, **9**(12), 4128–32, 2009.
- [13] Evans W., Fish J., Keblinski P., *Role of Brownian motion hydrodynamics on nanofluid thermal conductivity*. Applied Physics Letters, **88**V(9), 2004–2007, 2004.
- [14] Pantzali M.N., Mouza A.A., Paras S.V., *Investigating the efficacy of nanofluids as coolants in plate heat exchangers (PHE)* Chemical Engineering Science, **64**(14), 3290–3300, 2009.
- [15] Kumar V., Tiwari A.K., Ghosh S.K., *Application of nanofluids in plate heat exchanger: A review* Energy Conversion and Management, **105**, 1017–1036, 2015.
- [16] Stogiannis I.A., Mouza A.A., Paras S.V., *Efficacy of SiO₂ nanofluids in a miniature plate heat exchanger with undulated surface* Int. Journal of Thermal Sciences, **92**, 230–238, 2015.
- [17] Cengel Y.A., *Heat Transfer: A Practical Approach*, 2nd ed. McGraw-Hill, 2002.
- [18] Niezgoda-Żelasko B., Zalewski W., *Chłodnicze i klimatyzacyjne wymienniki ciepła. Obliczenia Ciepłne* Politechnika Krakowska, 2012.
- [19] Ray D.R., Das D.K., Vajjha R.S., *Experimental and numerical investigations of nanofluids performance in a compact minichannel plate heat exchanger*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, **71**, 732–746, 2014.
- [20] Bell I.H., Wronski J., Quoilin S., Lemort V., *Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp*, Industrial and Engineering Chemistry Research, **53**(6), 2498–2508, 2014.
- [21] Farajollahi B., Etemad S.G., Hojjat M., *Heat transfer of nanofluids in a shell and tube heat exchanger* Int. Journal of Heat and Mass Transfer, **53**(1-3), 12–17, 2014.
- [22] Serebryakova M.A., Dimov S.V., Bardakhanov S.P., Novopashin S.A., *Thermal conductivity, viscosity and rheology of a suspension based on Al₂O₃ nanoparticles and mixture of 90% ethylene glycol and 10% water*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, **83**, 187–191, 2015.



Experimental analysis of gravitational heat pipe using R507 as a working fluid

Karolina Wojtasik, Bartosz Zajęczkowski

Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny

Katedra Termodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych

E-mail: karolina.wojtasik@pwr.edu.pl, bartosz.zajaczkowski@pwr.edu.pl

RECOMMENDATION: *prof. dr hab. inż. Zbigniew Królicki*

ABSTRACT

The paper presents possibility of using R507 as a working fluid in gravitational heat pipe. The outcome of experimental analysis are compared to the results obtained with mathematical model. The simulations allow to calculate fluid and wall temperatures in the thermosyphon. The model equations contain the formulas for boiling and condensing heat transfer coefficients. Proposed new model is in good agreement with real operation of the device, especially at the steady state. There are discrepancies during the start-up process, but the differences between the results obtained by the model and experiments do not exceed 5% at the steady state. The thermal efficiency of the thermosyphon is also determined as 0.63.

KEYWORDS: *thermosyphon, mathematical model, heat transfer*

1. INTRODUCTION

Thermosyphon consists of three basic components: the evaporator, adiabatic section and the condenser. The heat supplied to the evaporator causes evaporation of the liquid collected at the bottom of the device. The vapor flows through the adiabatic section to the condenser where phase change takes place. Condensed liquid comes back to the evaporator as a consequence of gravitational forces. There is no moving parts what increase the reliability of the installation. Due to high heat transfer coefficient of both processes-boiling and condensation, heat pipes can transfer heat very efficiently. Heat conduction coefficient for 1 m long heat pipe with the heat flux supplied to the evaporator in a range from 3 to 12 kW/m² can be as high as 700–1500 W/m·K depending on

the type of the working fluid. The impact of the refrigerant is important, so the selection should be made carefully. To provide proper operation of the device, heat pipe must work continuously. To investigate heat pipe thermal performance, its maximum heat transport capacity (the maximum heat applied to the evaporator which does not cause the dry-out characterized by intense increase in wall temperature) and temperature distribution in heat pipe during the whole operation of the device should be determined. It can be done empirically, but it is very often too labor/time consuming and troublesome. To obtain experimental data for just one heat pipe, 1.5–2 h are needed [1]. That is why creation of suitable mathematical model can be better solution.

2. MATHEMATICAL MODEL

The processes occurring in the heat pipes were studied empirically and theoretically by many researchers. The first model describing operation of this kind of devices was proposed among other things by [2], [3]. There was no available data, so this model was not validated empirically. Tsai et al. [1] proposed model based on the energy equations which divide the device into three control sectors: evaporator wall with wick structure, condenser wall with wick structure and the working fluid. It was assumed that the refrigerant is saturated and there is no heat conduction between particular sections. Heat transfer coefficient were determined empirically. Hamidreza et al. [4] proposed two-dimensional numerical model to simulate thermosyphon operation during the start-up depending on the filling ratio. Balance equations of energy, mass and momentum were solved using the finite volume method. The validation of the model was based on the experimental data available in the literature.

The dynamic, differential model presented by Farsi et al. [5] was adopted to examine the working parameters of the gravitational heat pipe filled with different refrigerants. The model divide the device into two parts: the working fluid and the wall of evaporator. To determine wall temperature in the condenser section third equation was added. Figure 1 presents the schema of the pipe used for both, the model and the experiment. The following set of equation was used in the simulation:

$$C_w \frac{dT_{w_e}}{dt} = Q_e - h_e A_e (T_{w_e} - T_f) \quad (1)$$

$$C_f \frac{dT_f}{dt} = h_e A_e (T_{w_e} - T_f) - h_c A_c (T_f - T_{wat}) \quad (2)$$

$$C_w \frac{dT_{w_c}}{dt} = h_c A_c (T_f - T_{w_c}) - Q_c \quad (3)$$

where:

C – heat capacity of the wall and the fluid, J/K;
 T – temperature, K;
 Q_e – heat transfer to the evaporator, W;
 h – heat transfer coefficient, W/m²K;
 A – heat transfer area, m².

Index:

w – wall of the evaporator;
 f – working fluid;
 e – evaporation section;
 c – condenser section;
 wat – cooling water.

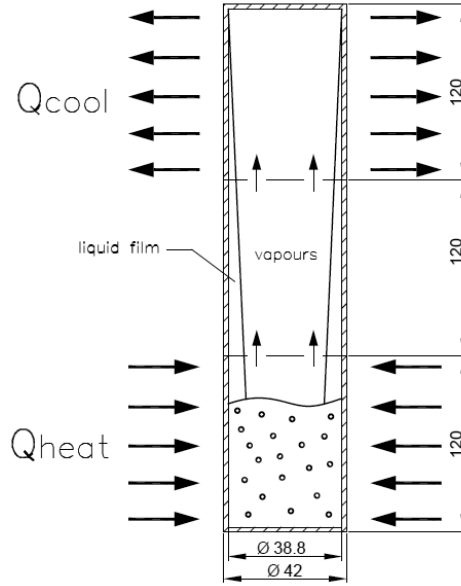


Fig. 1: The schema of the thermosyphon used for the simulation

Farsi et al. [5] assumed constant values of heat transfer coefficients what allow to use the based model only for given condition and one, particular refrigerant (in this case – pentane). That is why additional equations allowing to calculate heat transfer coefficients were added to the model. The evaporator in the industrial application is heated by medium with varying temperature, so the amount of heat applied to the device is also changing. New model takes into account the differing amount of heat in the evaporator based on the initial temperature of the heating medium. In the model proposed by Farsi et al. [5] the heat was supplied by the electrical wire, so this value was fixed.

Correlations for calculation of heat transfer coefficient during phase change are determined empirically for certain conditions. Boiling heat transfer coefficient was calculated using Cooper correlation [6], because it shows good agreement with experimental results for wide range of commercially available refrigerants [7]:

$$\alpha_{Cooper} = 55p_r^{0.12}(-\log(p_r))^{-0.55}M^{-0.5}q^{0.67} \quad (4)$$

Heat transfer coefficient in the condenser was calculated as the arithmetic average of coefficient obtained by Nusselt theory with and without correction factor designated experimentally [8]:

$$\alpha_{c_1} = 0.943 \frac{\lambda_{3l}^3 \rho_{3l} (\rho_{3l} - \rho_{3v}) g L_3}{\eta_{3l} (T_1 - T_3) H_3} \quad (5)$$

$$\alpha_{c_2} = 1.13 \frac{\lambda_{3l}^3 \rho_{3l} (\rho_{3l} - \rho_{3v}) g L_3}{\eta_{3l} (T_1 - T_3) H_3} \quad (6)$$

where:

p_r – reduced pressure;

M – molar mass, g/mol;

q – heat flux, W/m²;

λ – thermal conductivity, W/m;

ρ – density, kg/m³;

g – acceleration gravity, m/s²;

L – length, m;

η – dynamic viscosity, Pa·s;

T – temprature, K;

H – heat of evaporation;

Index:

1 – evaporator section;

3 – condenser section;

l – liquid;

v – vapour.

Outlet temperature of the coolant in the evaporator and the condenser sections were calculated by the following formula:

$$T_{heat_2} = T_e + (T_{heat_1} - T_e) \exp \left(\frac{-k_e A_e}{m_{heat} c_{p_{heat}}} \right) \quad (7)$$

$$T_{cool_2} = T_c + (T_{cool_1} - T_c) \exp \left(\frac{-k_c A_c}{m_{cool} c_{p_{cool}}} \right) \quad (8)$$

where:

T – temperature, K;

k – heat trasfer coefficient, W/m²K;

A – heat transfer area, m²;

m – mass flow, kg/s;

c_p – heat capacity, J/kg·K.

Index:

$cool$ – cooling water;

$heat$ – heating water;

e – evaporator;

c – condenser;

1 – inlet;

2 – outlet.

In order to check if additional equations gives fine agreement with the model proposed by Farsi et al. [5] the simulations for both versions of the model were carried out. To make the comparison more reliable, geometry of the pipe and the type of refrigerant (pentane) were the same as in the simulation conducted by Fasi et. al. [5].

Figure 2 shows how the evaporator temperature is changing with time for both versions of the model. After including of heat transfer coefficients, the temperature of the wall drooped approximately by 2.8%, while the temperature of the fluid increase approximately by 2.7%. Difference between the wall and refrigerant temperatures decreased by about 2°C. Additionally, thermosyphon quicker reaches the steady state – for the model with the corrections this time is approximately 2 times shorter. It is probably caused by different values of heat fluxes applied to the evaporator - in the proposed version of the model this parameter is changing with time. In the steady state heat transfer coefficients reach values similar to that assumed by Farsi et al. [5] – for the evaporation process 707 W/m²K was obtained, while for condensation process – 321 W/m²K (for the base model it was 720 W/m²K and 180 W/m²K, respectively). Taking into account compatibility of the correlations (4)–(6) with different refrigerants, the model can be used to analyze the thermosyphon operation based on the type of the used substances.

3. VALIDATION OF THE MODEL WITH EXPERIMENTAL DATA

Outcome of the experiment were compared to the results predicted by numerical simulation and the possibility of using refrigerant R507 as the working medium was

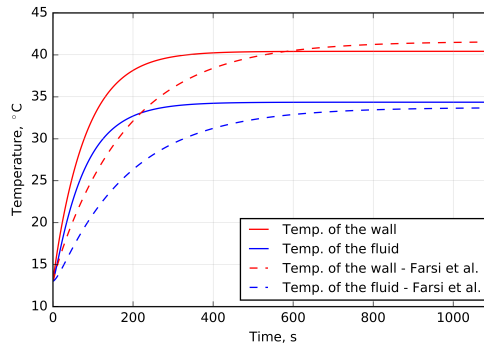


Fig. 2: Temperature evolution in the evaporation section for the model proposed by Farsi et al. [5] and for the model including proposed corrections

studied. Figure 3 presents the picture of experimental set-up which was used during the experiment. It consists of the thermosyphon made from stainless steel. The evaporator (condensing) section was heated (cooled) using cooper coil wrapped around the pipe. To allow the medium inside the coil to circulate, two circulation thermostats were used. It provided the temperature regulation at the outlet of the thermostat and this value could be changed according to the demands. To minimize heat losses (gains) from the heating (cooling) water to the environment, the insulation was wrapped around the evaporator and condenser sections. The thermocouples measured temperatures at seven points along the length of the pipe (two at the evaporator and condenser sections, three at the adiabatic sections). To estimate how much heat was released (absorbed) by heating (cooling) water, the thermocouples were also placed at the outlet of the coils.

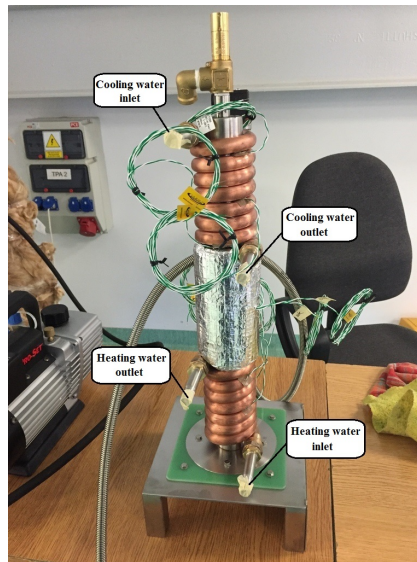


Fig. 3: Thermosyphon which was used to the experiment

3.1. Measurement method

During the experiment the refrigerant R507 was used. The evaporation and condensing temperatures inside thermosyphon were assumed to be equal 25°C. The experiments were conducted for three different temperatures at the outlet of the thermostat (35°C, 40°C, 45°C) and two different mass flow rates (0.078 kg/s, 0.111 kg/s). The cold water was set for 15°C.

In fact, the temperature at the thermostat was not equal to that at the coil inlet, because of the temperature difference between the water inside the tubes and environment. The tube from the outlet of the thermostat to the inlet of the coil was not insulated, what increases heat losses. The temperature at the coil inlet cannot be constant as it is dependent on the ambient temperature. Heat losses to the environment were taken into account and the proper values of water inlet temperatures were calculated.

3.2. Results of the experiment

The data obtained from the experiment were compared with proposed model. Figure 4 shows how the temperature in the evaporator changes with time according to the mathematical model and experiment for the temperatures at the circulating thermostats set as 40°C and 15°C. The mass flow rate was equal to 0.111 kg/s. The measurements were made at two points along the length of the evaporator section. One thermocouple showed higher values than predicted, the second one – lower. The average value gives almost excellent agreement, even during the transient state. One thermocouple was placed on the surface when the thermosyphon outer wall had no contact with the coil. The second one was installed between the pipes of the coil and even if there was no direct contact between the thermocouple and the pipe with hot water, this can affect the obtained results. Temperatures at the steady state obtained from two thermocouples was respectively 6.5% higher and 4.1% lower than the value results from the numerical model. In fact, the numerical model does not take into account the temperature difference between the upper and the bottom part of evaporator. That is why it is better to compare the simulation results with average value of the temperature arising from the experiment. The time needed for temperature stabilization is similar for both, experiment and simulation are equal to ~200 s.

The same comparison were made for different heating water temperatures. Figure 5 presents the results obtained for temperature at the heating thermostat 35°C. The cooling temperature and the mass flow rate was without any change. In this case experimental data do not fit the numerical simulation in such good way as before. The differences are higher during the start-up process, but at the steady state, the model can predict the wall temperature with high accuracy. For these parameters, the average temperature at the evaporator was approx. 2.3% higher for the experiment than for mathematical model. The time of temperature stabilization is greater for the experiment and equal approximately 500 s.

The measurement error was calculated using Mean Absolute Deviation (MAD) and Mean Relative Deviation (MRD). The MAD shows accuracy of the measurement, while MRD checks if the result was over-predicted or under-predicted [9]:

$$MAD = \frac{1}{N} \sum \left| \frac{T_{(i)predicted} - T_{(i)measured}}{T_{(i)measured}} \right| \quad (9)$$

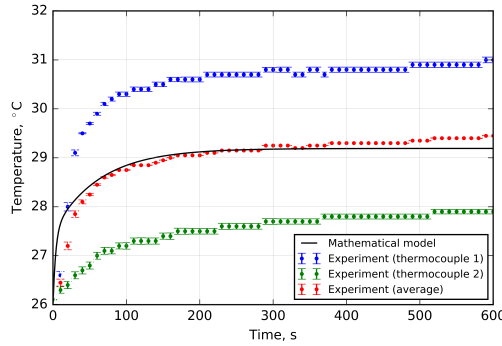


Fig. 4: Comparison of the temperatures in the evaporator section obtained by the experiment and numerical simulation ($T_{heat}=40^{\circ}\text{C}$, $T_{cool}=15^{\circ}\text{C}$, $m_{heat} = m_{cool} = 0.111 \text{ kg/s}$)

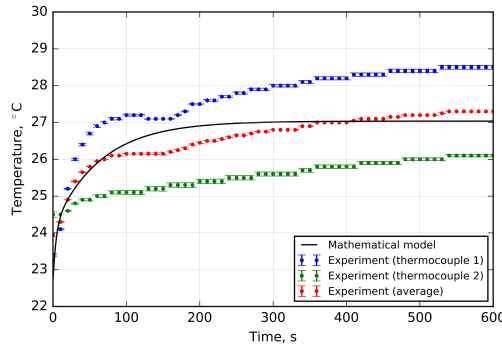


Fig. 5: Comparison of the temperatures in the evaporator section obtained by the experiment and numerical simulation ($T_{heat}=35^{\circ}\text{C}$, $T_{cool}=15^{\circ}\text{C}$, $m_{heat} = m_{cool} = 0.111 \text{ kg/s}$)

$$MRD = \frac{1}{N} \sum \frac{T_{(i)predicted} - T_{(i)measured}}{T_{(i)measured}} \quad (10)$$

Table 1 presents the values of temperatures at the steady state obtained for both, the experiment and numerical simulation for different initial parameters. Considered mass flow rate does not influence the temperature of the wall.

The experiments allowed to estimate the temperature along the entire length of thermosyphon. Figure 6 presents the average values of temperature in each section of heat pipe and the comparison with results arising from mathematical model.

The temperature of the adiabatic section was assumed to be constant during the entire process. The values predicted by numerical simulation closely follow the outcome of experiments. Condenser wall temperature stabilizes after 100 s, while the evaporator after about 200 s. At the beginning of the operation there is no liquid film. First the vapour must flow through the pipe to the upper part of the device, condense and then

Table 1: Average value of temperature of evaporation for different initial parameters including MAD and MRD

	$m = 0.071 \text{ kg/s}$				$m = 0.111 \text{ kg/s}$			
	Experiment °C	Model °C	MAD	MRD	Experiment °C	Model °C	MAD	MRD
35°C	27.35	26.95	0.046	0.033	27.65	27.04	0.015	-0.009
40°C	29.46	29.07	0.032	-0.012	29.55	29.19	0.009	-0.002
45°C	31.9	31.16	0.027	0.011	32.35	31.22	0.028	-0.010

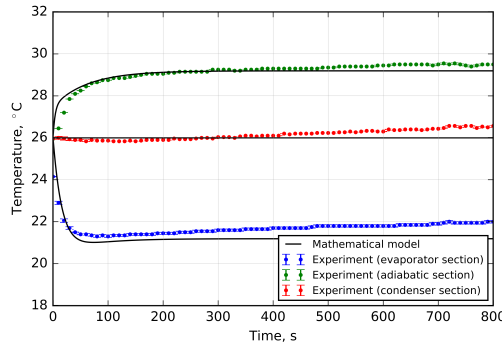


Fig. 6: Average temperature of the wall at each section of the thermosyphon as a function of time ($T_{heat}=40^{\circ}\text{C}$, $T_{cool}=15^{\circ}\text{C}$, $m_{heat} = m_{cool} = 0.111 \text{ kg/s}$)

come back to the evaporator section. The time needed for that affect the temperature response of the evaporation section and slow the temperature stabilization at that part.

Figure 7 shows the temperature distribution along the pipe. Highest parts of evaporator posses lower temperature, because the inlet of the heating medium was placed at the bottom of the device. Some amount of heat was transferred to the evaporating refrigerant inside the pipe what decrease the temperature of the coolant and the wall with increasing length of thermosyphon. In this section the temperature rises with time and stabilize at 29°C in the steady state. In the condenser with the increasing length of the pipe, temperature drop is observed. The adiabatic section posses almost constant temperature during the whole operation of the device.

The thermal efficiency of thermosyphon is expressed by ratio of the output heat by condensation and input heat by evaporation:

$$\eta = \frac{Q_c}{Q_e} \quad (11)$$

The model assumed that at the steady state all the heat absorbed in the evaporator is transfer to the condenser and released to the cooling medium (efficiency equal 1). During the experiment the heat transferred to and from thermosyphon was calculated based on the temperature difference between the inlet and outlet of the coil with heating or cooling medium. The efficiency in this case has value 0.63. The efficiency drop is caused by the heat losses – not all the heat which is taken from the heating water is

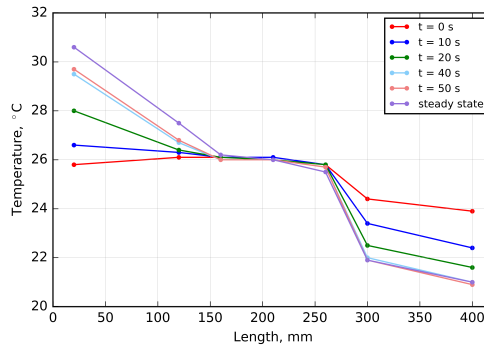


Fig. 7: Temperature distribution along the heat pipe ($T_{heat}=40^{\circ}\text{C}$, $T_{cool}=15^{\circ}\text{C}$, $m_{heat} = m_{cool} = 0.111 \text{ kg/s}$)

transfer directly to the refrigerant. Some part is absorbed by the evaporator wall and some is rejected to the environment.

4. CONCLUSIONS

Possibility of using R507 as a working medium in gravitational heat pipe was analyzed. This refrigerant turned out to possess good properties under considered conditions. It allows the device to transfer heat efficiently. Wall temperatures stabilize at fixed value, what means that the device is working continuously. No heat transfer limitations occur, so the amount of heat applied to the evaporator and rejected from the condenser was in a proper range according to the type of the used substance and the filling ratio.

The experimental results were compared with mathematical model. The analysis showed that the simulations were in good agreement with experimental data, especially at the steady state. The model did not take into account the varying temperature across the length of the pipe, so more suitable was to make comparison with average experimental values. The differences between the results collected from the experiment and predicted by the simulation did not exceed 5%. Especially, the average values of the measurements fit the simulation with high accuracy. The time of temperature stabilization from the model and experiments is equal to about 200 s.

The efficiency of the thermosyphon was calculated. The model assumed that the heat transfer occurs without any losses. During the experiment the efficiency was equal to 0.63. The temperature distribution along the pipe was also determined. The temperature has the highest value at the lower part of evaporator and then decreases with increasing length of the pipe. In the adiabatic section, temperature is almost constant, because there is no heat exchange between the fluid inside the pipe and the environment. The upper part of the device is the coldest one.

REFERENCES

- [1] Tsai T.E., Wu G.W., Chang C.C., Shih W.P., Chen S.L., *Dynamic test method for determining the thermal performances of heat pipes*, Int. J. Heat Mass Transf., **53**(21–22), 4567–4578, 2010.
- [2] Reed J.G., Tien C.L., *Modeling of the two-phase closed thermosyphon*, Trans. ASME, **109**, 722–730, 1987.
- [3] Harley C., Faghri A., *Complete transient two-dimensional analysis of two-phase closed thermosyphons including the falling condensate film*, Trans. ASME, **116**, 418–426, 1994.
- [4] Shabgard H., Xiao B., Faghri A., Gupta R., Weissman W., *Thermal characteristics of a closed thermosyphon under various filling conditions*, Int. J. Heat Mass Transf., **70**, 91–102, 2014.
- [5] Farsi H., Joly J.L., Miscevic M., Platel V., Mazet N., *An experimental and theoretical investigation of the transient behavior of a two-phase closed thermosyphon*, Appl. Therm. Eng., **23**(15), 1895–1912, 2003.
- [6] Zahuri B., *Heat Pipe Design and Technology. A practical approach*, CRC Press, 2011.
- [7] TAILIAN C., *Water-heated pool boiling of different refrigerants on the outside surface of a horizontal smooth tube*, Journal of Heat Transfer, **134**(2), 2012.
- [8] Serth R.W., *Process Heat Transfer Principles and Applications*, 2007.
- [9] Fang X., Zhou Z., Li D., *Review of correlations of flow boiling heat transfer coefficients for carbon dioxide*, Int. J. Refrig., **36**, 2017–2039, 2013.



Wpływ wygięcia szablowego na pracę palisady łopatkowej

Dominik Błoński

Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny

Katedra Technologii Energetycznych, Turbin i Modelowania Procesów Ciepłno-Przepływowych

E-mail: dominik.blonski@pwr.edu.pl

REKOMENDACJA: *dr hab. inż. Henryk Kudela, prof. PWr*

STRESZCZENIE

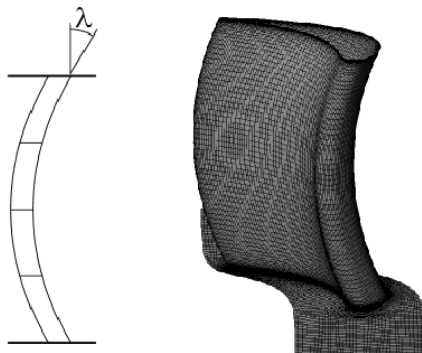
W pracy poddano analizie wpływ wygięcia szablowego łopatek palisady kierowniczej na główne parametry przepływowe. Do badań została wykorzystana przebadana eksperymentalnie cylindryczna akcyjna palisada, której geometria była modyfikowana poprzez zmianę promienia wygięcia w kierunku obwodowym tworząc łopatkę wklęsłą bądź wypukłą wzdłuż wysokości. W pierwszej kolejności obliczenia numeryczne dla oryginalnej, prostej geometrii zostały porównane z wartościami otrzymanymi podczas eksperymentu. Następnie przeprowadzono serię obliczeń łopatek zmieniając o pewien kąt wygięcie jednocześnie monitorując wartość współczynnika ciśnienia dynamicznego, odchylenie kąta wylotowego oraz stopień rozprężania. Po wyznaczeniu optymalnego promienia krzywizny łopatki porównano zmianę wielkości charakterystycznych wzdłuż wysokości dla wybranych geometrii.

SŁOWA KLUCZOWE: *wygięcie szablowe, palisada łopatkowa, turbiny parowe*

1. WPROWADZENIE

Ciągły pościg za wzrostem sprawności maszyn przepływowych wymusza na ich producentach jak i ośrodkach badawczych prowadzenie badań w celu poprawy konstrukcji, zarówno pod względem osiągnięć jak i ułatwienia procesu wytwarzania. Znany jest szereg metod zmniejszenia straty w układzie przepływowym turbin parowych, począwszy od wichrowania łopatek przez złożoną trójwymiarową optymalizację. Jedną z metod, która pozwala na szybką i stosunkowo łatwą poprawę sprawności maszyny, jest stosowanie wygięcia szablowego pióra łopatek w kierunku obwodowym, [10]. Wygięcie to może być wykonywane zarówno w kierunku zgodnym ze składową obwodową

prędkości wylotowej (*positive compound bow lean*), jak i w kierunku przeciwnym uzyskując przez to różne efekty. Wygięcie dodatnie oznacza, że strona bierna łopatki (*suction side – SS*) wzdłuż wysokości będzie wklęsła, natomiast strona czynna (*pressure side – PS*) będzie wypukła. O ile stopień wygięcia łopatki wirnikowej ograniczają warunki wytrzymałościowe, w przypadku łopatek kierowniczych jedynym ograniczeniem są możliwości wytwórcze. W niniejszej pracy przy użyciu numerycznej mechaniki płynów przedstawiono wpływ modyfikacji geometrii na główne parametry przepływowe i korzyści, jakie mogą zostać uzyskane przez ich zastosowanie. Kąt wygięcia łopatki λ , mierzony pomiędzy styczną łuku a linią poziomą, był zmieniany w zakresie od -45° do $+45^\circ$, rys. 1.



Rys. 1: Sposób modyfikacji geometrii oraz przykładowa łopatka wygięta o $\lambda = 25^\circ$ [1]

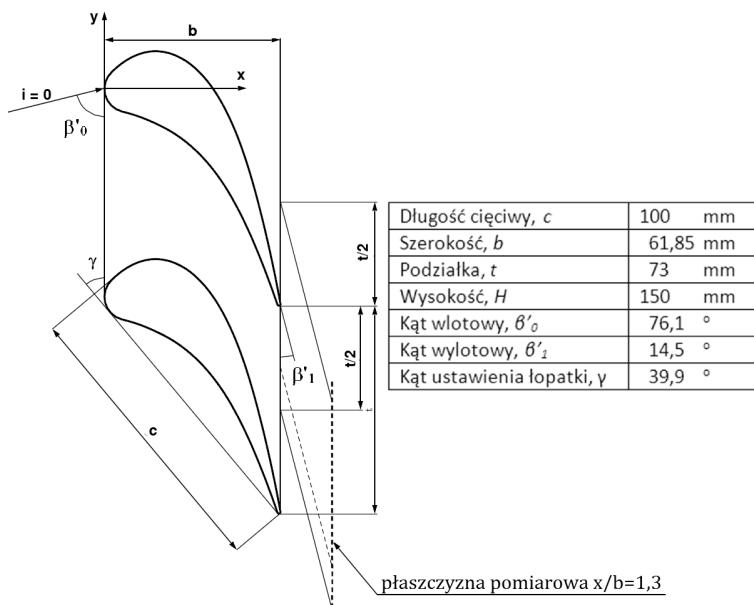
2. GEOMETRIA

Do przeprowadzenia badań numerycznych wykorzystano geometrię palisady łopatkowej zaczerpniętą z badań nad przepływami wtórnymi prowadzonych przez A. Perdicizzi'ego [2]. Profil łopatki, którym posłużono się podczas eksperymentu został przeskalowany, tak aby długość cięciwy wynosiła $b = 100$ mm. Pióro łopatki wydłużono do wysokości $H = 150$ mm, [3]. Powiększenie elementów palisady miało za zadanie osiągnięcie wysokiej liczby Reynoldsa przy zachowaniu niskiej wartości natężenia przepływu masowego wytwarzanego przez wentylator stanowiska badawczego. Kąt ustawienia łopatki pozostał bez zmian. Główne parametry oraz schemat geometrii został przedstawiony na rys. 2.

3. OBLICZENIA NUMERYCZNE I WALIDACJA

Do przeprowadzenia obliczeń wykorzystano program CFX z pakietu ANSYS. Jako czynnik roboczy użyto powietrza traktowanego jak gaz doskonały. Jako warunki brzegowe przyjęto prędkość wlotową czynnika o wartości $c_0 = 20$ m/s, kącie wlotowym równym $76,1^\circ$ oraz burzliwości $Tu = 5\%$, która jest ilorazem odchylenia średniokwadratowego fluktuacji prędkości wlotowej i jej wartości średniej, wyrażoną jako

$$Tu = \left| \frac{u'}{U} \right| \quad (1)$$



Rys. 2: Schemat geometrii wraz z głównymi wielkościami łopatki [3]

Na wylocie przyjęte zostało ciśnienie statyczne o wartości $p = 0,98$ bar. Ściany boczne kanału definiowano jako periodyczne. Prędkość przy ścianach ograniczających oraz piórze łopatki wynosi 0 m/s (*no slip wall condition*). Rozmieszczenie omawianych warunków brzegowych oraz obszar obliczeniowy ilustruje dokładniej rys. 3a.

Ze względu na niskie wartości liczby Macha nie uwzględniano ściśliwości. Posłużono się modelem turbulencji SST (*Shear Stress Transport*), który jest modyfikacją modelu $k-\omega$. Łączy on w sobie zalety modelu $k-\omega$ w modelowaniu obszarów przyściennych z zaletami modelu $k-\epsilon$ przy modelowaniu przepływu w objętości płynu. Model SST jest szeroko stosowany przy obliczeniach przepływów z silnym oddziaływaniem ścian na płyn, a takie właśnie występuje przy przepływie przez palisadę łopatkową. Korzystając z zależności pomiędzy dyssypacją właściwą a dyssypacją i energią kinetyczną turbulencji wyrażoną równaniem $\omega = \frac{\epsilon}{k}$, otrzymano model $k-\epsilon$ w następującej formie:

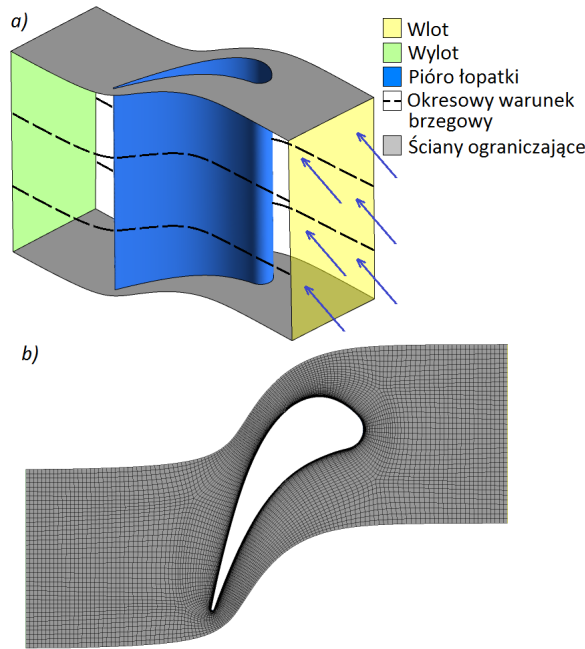
$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k2} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_2}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 2} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3)$$

Równania wyrażające standardowy model $k-\omega$ opisywane są zależnościami:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_1}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$



Rys. 3: a) Obszar obliczeniowy, b) Siatka strukturalna - widok z góry

Aby możliwe było połączenie obu modeli, równania (4) i (5) przemnażane są przez dodatkową funkcję F_1 . Funkcja ta przyjmuje wartości różne od 0, lecz mniejsze bądź równe 1 w obszarze warstwy przyściennej oraz 0 dla pozostałej objętości płynu. Równania (2) i (3) przemnażane są przez $(F_1 - 1)$. Po zsumowaniu odpowiadających sobie równań otrzymuje się:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (6)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (7)$$

Jeśli dowolna stała modelu k - ω (np. σ_{k1}) zostanie oznaczona jako ϕ_1 , natomiast odpowiadająca mu stała przetransformowanego modelu k - ϵ wyrażana będzie przez ϕ_2 , wówczas zachodzi związek:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (8)$$

Dodatkowo w celu ograniczenia zawyżania wartości lepkości wirowej występującej w obszarach o ujemnych gradientach ciśnienia, równanie wyrażające lepkość wirową przyjmuje postać:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (9)$$

gdzie: a_1 jest stałą, S to szybkość ścinania. F_2 jest funkcją działającą w sposób zbliżony do funkcji F_1 , jednak przyjmuje ona wartość 1 za granicą warstwy przyściennej.

Więcej informacji i bardziej szczegółowy opis dotyczący zastosowanego modelu zawarto w [11–13].

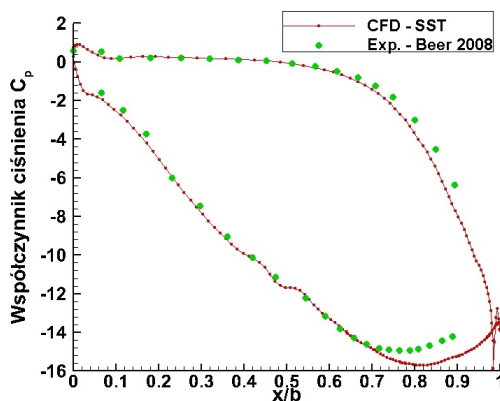
Do dyskretyzacji przestrzennej geometrii łopatki zastosowano strukturalną siatkę hexagonalną o liczbie elementów wynoszącej w przybliżeniu 1,2 mln (rys. 1, 3b). W celu uzyskania odpowiedniego rozkładu prędkości w warstwie przyściennej siatka została zagęszczona w kierunku normalnym do powierzchni ściany, tak aby wartość bezwymiarowego współczynnika y^+ była równa jedności. Stąd też wysokość pierwszej komórki przy łopacie wynosi $8\ \mu\text{m}$, natomiast przy ścianach ograniczających kanał łopatkowy wynosi $6\ \mu\text{m}$. Obliczenia uznawano za zakończone, gdy średnie residua poszczególnych równań były mniejsze niż $5\text{E-}6$ oraz niezbilansowanie równań masy, momentów i energii nie przekraczało $0,01\%$.

Pierwszym krokiem w celu stwierdzenia poprawności przeprowadzanych obliczeń było porównanie wartości współczynnika ciśnienia statycznego występującego w połowie wysokości profilu wynoszącej $z = 75\ \text{mm}$. Współczynnik ten wyrażany jest równaniem:

$$C_p = \frac{p - p_0}{p_{t0} - p_0} \quad (10)$$

gdzie: p jest mierzonym ciśnieniem statycznym, p_0 – ciśnieniem na wlocie, p_{t0} – ciśnieniem całkowitym na wlocie.

Na wykresie zaprezentowanym na rys. 4 można zaobserwować, że obliczenia numeryczne z wystarczającą dokładnością pokrywają się z wynikami pomiarów uzyskanych w trakcie eksperymentu. Widoczne jest pewne przeszacowanie wartości spadku ciśnienia zarówno po stronie wklęsłej (górna część wykresu), jak i po stronie wypukłej (część dolna).



Rys. 4: Porównanie eksperymentalnego z obliczonym rozkładem współczynnika ciśnienia wokół profilu w połowie wysokości łopatki[3]

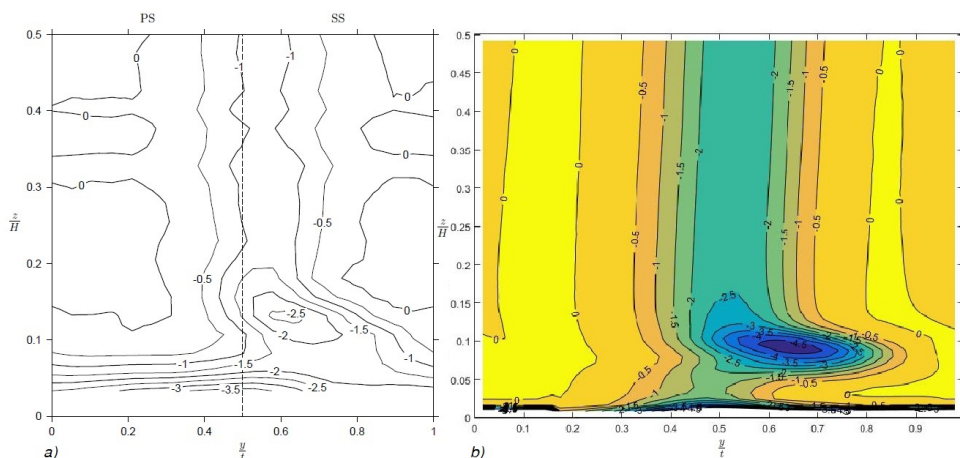
Ze względu na przepływ trójwymiarowy, walidacja obliczeń jedynie na podstawie rozkładu ciśnienia wokół profilu jest niewystarczająca, dlatego porównana została również wartość współczynnika ciśnienia całkowitego na płaszczyźnie pomiarowej umieszczonej w odległości $x/b = 1,3$ od krawędzi natarcia łopatki, która na rys. 2 została oznaczona pogrubioną linią przerywaną. Współczynnik ciśnienia całkowitego określa

miarę strat i wyraża go wzór:

$$C_{pt} = \frac{p_t - p_{t0}}{p_{t0} - p_0} \quad (11)$$

Na rysunku 5 można zaobserwować straty ciśnienia całkowitego wywołane działaniem śladu załopatkowego (rys. 5b, kolor turkusowy) oraz wiru kanałowego (*passage vortex*, kolor granatowy). Z porównania wartości uzyskanych podczas eksperymentu wynika, że otrzymany rozkład współczynnika ciśnienia całkowitego jest poprawny jakościowo, jednak przeszacowany ilościowo, co jest typowe dla modeli turbulencji opartych o lepkość wirową (*eddy viscosity*), [4]. Model turbulencji SST jest w stanie poprawnie zamodelować zjawisko przepływów wtórnych, jednak zawyża straty w przepływie.

Istniejące modele turbulencji oparte o naprężenia Reynoldsa (*RSM – Reynolds Stress Model*) przewidują zjawiska przepływów wtórnych i śladów aerodynamicznych dokładniej zarówno pod względem ilościowym jak i jakościowym, jednak większa ilość równań do rozwiązania w tym modelu wiąże się ze wydłużonym czasem obliczeń. Ponadto korzystaniu z tego modelu często generuje problemy ze zbieżnością, dlatego wymagania dotyczące jakości dyskretyzacji przestrzennej są również wyższe, wymuszając jednocześnie zastosowanie większej ilości elementów (wymagana jest niższa wartość współczynnika *aspect ratio* w warstwie przyściennej).



Rys. 5: Porównanie rozkładu współczynnika ciśnienia całkowitego na płaszczyźnie $x/b = 1, 3$ otrzymanego podczas eksperymentu (a) oraz obliczonego (b) [3]

4. WYNIKI

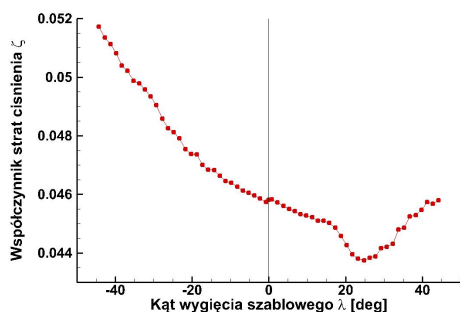
Przeprowadzone obliczenia pozwoliły na wyznaczenie zależności pomiędzy kątem wygięcia łopatkę i stratami ciśnienia całkowitego. Straty te zostały zdefiniowane w następujący sposób:

$$\zeta = \frac{p_{t0} - p_{t1}}{p_{t1} - p_1} \quad (12)$$

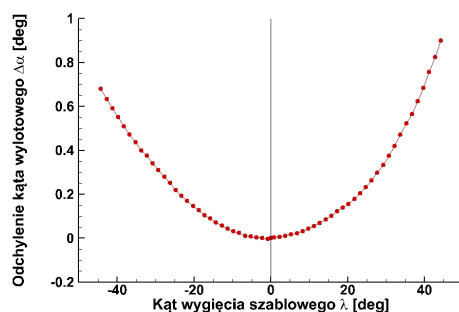
gdzie indeksy z cyfrą 0 odnoszą się do wartości na wlocie, natomiast z cyfrą 1 do badanej płaszczyzny. Z przebadanej numerycznie serii łopatek wynika, że wraz ze wzrostem

kąta wygięcia, straty ciśnienia, które mierzone były na płaszczyźnie pomiarowej mieszczącej się w odległości $1,05 x/b$ od krawędzi natarcia, malały do pewnej granicznej wartości. Następnie każde zwiększenie krzywizny łopatki powodowało ich wzrost.

W przypadku wygięcia ujemnego skontatowany został stały wzrost strat zwiększający swoją wartość wraz ze zwiększaniem ujemnej wartości kąta wygięcia, rys. 6. Dla obu przypadków wygięcia można zaobserwować nieznaczne odchylenie kąta wylotowego od wartości nominalnej występującej przy łopacie prostej, rys. 7.



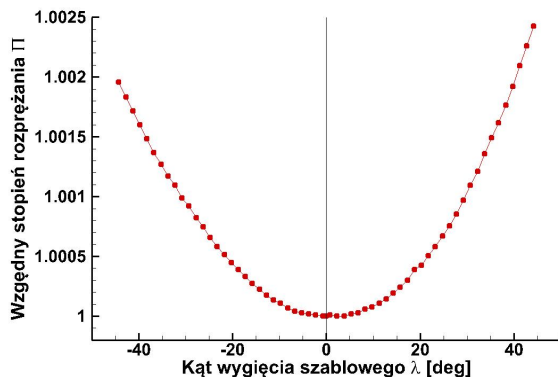
Rys. 6: Zależność strat ciśnienia całkowitego od kąta wygięcia λ



Rys. 7: Zależność nominalnego odchylenia kąta wylotowego od kąta wygięcia λ

Stopień rozprężania pozostaje praktycznie niezmienny. Zmiany jego wartości są na tyle znikome, że przy projektowaniu stopnia, ten aspekt można pominąć, rys. 8.

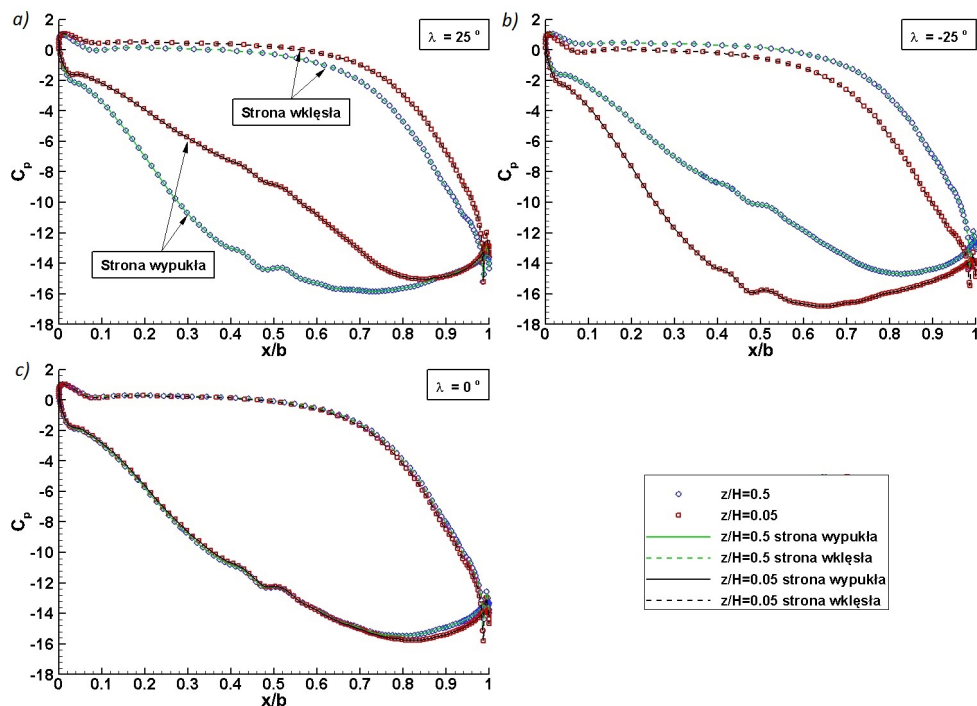
Główną przyczynę zmniejszenia strat ciśnienia całkowitego przy przepływie przez palisadę łopatkową dla łopatek o dodatnim wygięciu należy upatrywać w bardziej sprzyjającym przepływowi przekroju poprzecznym kanału. Związane jest to zmniejszeniem szerokości czynnego przekroju poprzecznego przy ścianach ograniczających oraz jego zwiększenie w środkowej części palisady.



Rys. 8: Zależność względnego stopnia rozprężania od kąta wygięcia λ

Powoduje to między innymi zmianę rozkładu obciążenia łopatki wzdłuż jej wysokości. Zostaje dociążona część środkowa łopatki, natomiast stopień rozprężania przy ścianach ograniczających ulega zmniejszeniu. Ponadto zmianie ulega również rozkład

ciśnień występujących wokół profilu. Wzdłuż strony wypukłej, przy ścianach występują niższe wartości ciśnienia, rys. 9a. Takie odciążenie podstawy łopatki skutkuje późniejszym rozpoczęciem generowania struktur wirów wtórnych oraz zmniejsza skalę tych wirów. Jest to głównie spowodowane zmniejszeniem gradientu poprzecznego ciśnienia w kanale [5].

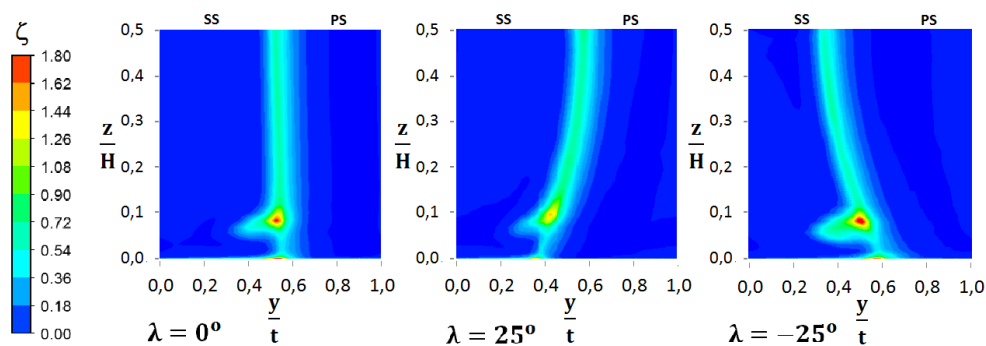


Rys. 9: Rozkład współczynnika ciśnienia wokół profili przy stopie (kolor czerwony) i w połowie wysokości (kolor niebieski) łopatki dla różnych kątów wygięcia

W przypadku łopatki o wygięciu ujemnym następuje odwrócenie sytuacji. Część środkowa jest odciążona, natomiast obszary przy ścianach ograniczających zostają dociążone. Rozkłady ciśnień wokół profilu zamieniają się wtedy miejscami, rys. 9b. Dla łopatki prostej zmiany w rozkładzie ciśnień są praktycznie niezauważalne, rys. 9c.

Dla łopatek o wygięciu dodatnim gradient ciśnienia skierowany w stronę ścianek ograniczających powoduje również zmniejszenie prędkości radialnej po stronie wypukłej profilu. Z powyższego wywodu widzimy, jak teoretycznie prosta modyfikacja powoduje szereg zmian w kinematyce przepływu.

Na rysunku 10 możemy zaobserwować efekty wygięcia łopatek w postaci rozkładów strat ciśnienia całkowitego dla trzech rozpatrywanych przypadków na płaszczyźnie wylotowej. Ze względu na symetrię przekrój został przecięty w połowie wysokości. Oznaczony barwą czerwoną obszar wskazuje miejsce występowania wiru kanałowego. Łatwo zauważyć, że dla dodatniego wygięcia łopatki osiągane są najniższe wartości strat ciśnienia całkowitego, natomiast przy wygięciu ujemnym wartości i obszar strat jest większy nawet od łopatki prostej.



Rys. 10: Rozkład wsp. strat ciśnienia dla połowy łopatki w odległości $x/b = 1,05$ od krawędzi natarcia

Według literatury omawiany wir powstaje na skutek różnicy ciśnień pomiędzy ścianami dwóch sąsiednich łopatek palisady. Na stronie wklęsłej panują niższe wartości prędkości, stąd też, ciśnienie po tej stronie jest wyższe. O ile w środkowej części kanału różnica gradientu poprzecznego jest równoważona siłami odśrodkowymi, to w warstwie przyściennej, gdzie prędkość maleje do zera, równowaga ta zostaje zaburzona. Warunek, który opisuje równowagę pomiędzy siłami powierzchniowymi wywołanymi gradientem ciśnienia a siłami odśrodkowymi, można wyrazić równaniem:

$$\frac{\rho v^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial n} \quad (13)$$

gdzie: ρ – gęstość, v – prędkość styczna do linii prądu, r – lokalny promień opisujący charakteryzujący linię prądu, p – ciśnienie, n – kierunek prostopadły.

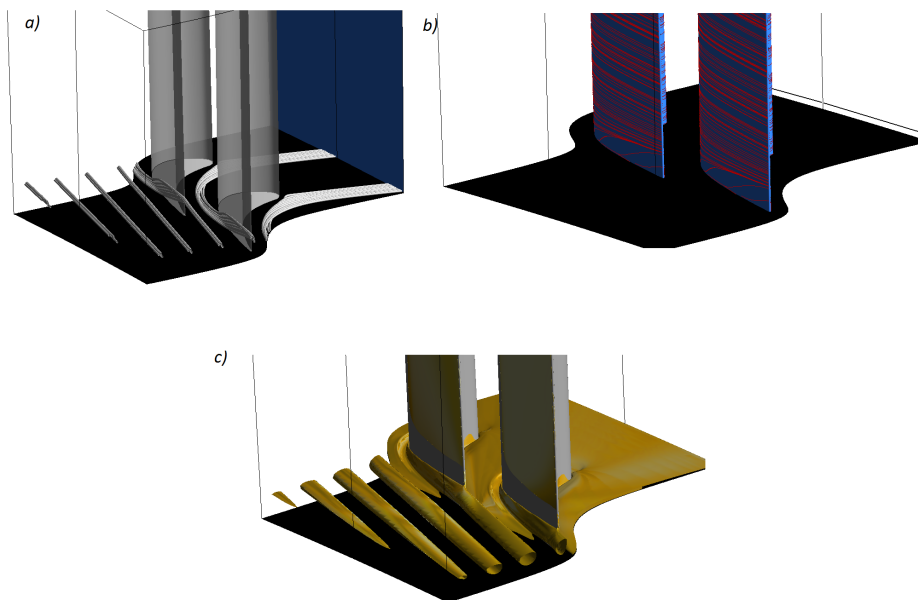
Z powyższego równania można wywnioskować, że w celu zachowania równowagi obydwu sił, spadek prędkości w warstwie przyściennej musi zostać skompensowany zmniejszeniem promienia krzywizny linii prądu. W konsekwencji, w obszarze ścianek ograniczających płyn zostaje odchylony w kierunku strony wypukłej bardziej niż w obszarze przepływu niezakłóconego. Takiemu rodzajowi przepływu poprzecznego musi odpowiadać ruch powrotny, który zachodzi się w pewnej odległości od ścianek brzegowych. Na skutek działania ruchu powrotnego zostaje utworzony wir kanałowy umiejscowiony po stronie grzbietowej profilu. Przedstawianie struktur wirowych (np. przy pomocy linii prądu) nie jest zadaniem łatwym, dlatego w celu zobrazowania wiru kanałowego posłużono się składową wirowości liczonej względem osi x , rys. 11c. Wirowość wyrażana równaniem

$$\omega_x = \hat{i} \left(\frac{u_y}{\partial z} - \frac{u_z}{\partial y} \right) \quad (14)$$

pozwala określić odchylenia i zaburzenia względem głównego strumienia. W zależności od kierunku ruchu płynu może przyjmować wartości dodatnie jak i ujemne.

Oprócz formowania się wiru kanałowego, jednocześnie występuje zjawisko przemieszczania się wlotowej warstwy przyściennej ze ścianki ograniczającej na stronę wypukłą łopatki, rys. 11a. Na skutek działania przepływu wtórnego generowana jest składowa promieniowa prędkości, która powoduje ruch płynu wzdłuż wypukłej powierzchni łopatki, rys. 11b.

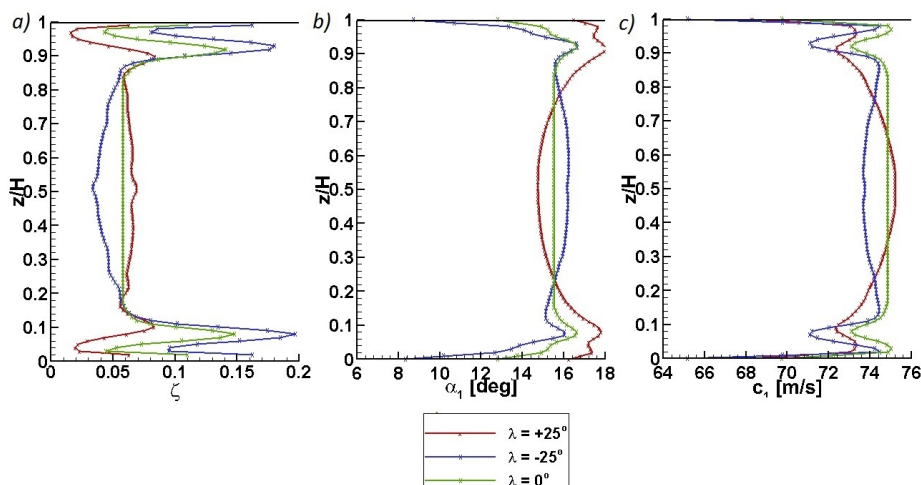
Przepływ wzdłuż powierzchni wypukłej oraz środkowej części pióra łopatki pozostaje płaski, [4], [6], [7].



Rys. 11: Obraz przepływu w warstwie przyściennej: a) linie prądu w warstwie przyściennej – przemieszczanie się wlotowej warstwy przyściennej na stronę wypukłą łopatki, b) przebieg wybranych linii prądu w warstwie przyściennej na powierzchni wypukłej łopatki, c) wir kanałowy przedstawiony przy pomocy izopowierzchni składowej wirowości liczony względem osi x , $\omega_x=500$ 1/s

Niniejszy wywód o sposobie powstawania przepływów wtórnych przy przepływie przez palisady łopatkowe potwierdza jednoznacznie, że wygięcie dodatnie skutkujące głównie zmianą rozkładu ciśnienia wokół profilu w postaci zmniejszenia jego gradientu poprzecznego jest w stanie zredukować wielkość wiru kanałowego. Warto jednak zaznaczyć, że łopatka z ujemnym wygięciem, pomimo tworzenia większych strat przy ścianach ograniczających, charakteryzuje się znacznie pomniejszymi stratami profilowymi, co doskonale obrazuje rys. 12.

Przyczyną takiego stanu rzeczy może być wielokrotnie już wspomniany rozkład ciśnienia wokół profilu. Zamieszczony wykres potwierdza jednocześnie mniejszą ilość strat w obszarze ścianek ograniczających dla dodatniego wygięcia. Widoczne pewne odchylenie kąta wylotowego bierze się ze zmiany kąta odchylenia strugi. W łopacie o wygięciu ujemnym część środkowa wykazuje zwiększenie odchylenia kąta wylotowego. Można to tłumaczyć zmniejszeniem oddziaływania ścianek profilu na płyn poprzez odciążenie łopatki i redukcję prędkości w tym obszarze. Natomiast powodem nierównomierności w rozkładzie prędkości jest wspomniany wcześniej zmienny rozkład obciążenia palisady wzdłuż jej wysokości.



Rys. 12: Rozkład współczynnika strat ciśnienia, kąta wylotowego oraz prędkości wzdłuż promienia w odległości $x/b = 1,05$ od krawędzi natarcia

5. PODSUMOWANIE

Zaprezentowane rezultaty świadczą, że przy pomocy prostej modyfikacji geometrii możliwe jest zmniejszenie strat w palisadzie łopatkowej poprawiające jednocześnie sprawność maszyny. W przypadku kształtowania szablowego łopatki w kierunku zgodnym z kierunkiem wypływu z wieńca dla zadanej geometrii należy każdorazowo obrać odpowiedni kąt wygięcia w celu redukcji rozmiaru i skali działania przepływów wtórnych zachodzących w obszarach ścianek ograniczających. Natomiast dla wygięcia negatywnego wskazane jest zastosowanie konturowania piasty, które w sposób znaczący potrafi zredukować straty brzegowe [8]. Zabieg ten połączony z kształtowaniem szablowym umożliwia obniżenie straty ciśnienia całkowitego aż o 23%.

Ponieważ turbiny są maszynami wielostopniowymi, problematyczny wydaje się być zmienny rozkład kąta wylotowego wzdłuż długości łopatki, który w przypadku grupy ukształtowanych szablowo łopatek może zredukować zyski ze względu na nierównomierny napływ na profil kolejnych łopatek [9].

Biorąc powyższe czynniki pod uwagę, można jednoznacznie stwierdzić, że metoda kształtowania szablowego łopatek w kierunku obwodowym jest opłacalna z energetycznego punktu widzenia, mimo zwiększonych nakładów pracy potrzebnych do opracowania i optymalizacji takiego układu przepływowego.

LITERATURA

- [1] Harrison S., *The Influence of Blade Lean on Turbine Losses*, Journal of Turbomachinery, **114**(1), 184–190, 1992.
- [2] Perdichizzi A., Dossena V., *Incidence Angle and Pitch-Chord Effects on Secondary Flows Downstream of a Turbine Cascade*, Journal of Turbomachinery, **26**, 383–391, 1993.
- [3] Beer W., *Optimisation of a Compound Lean Turbine Blade in a Linear Cascade*, 2008.
- [4] Lampart P., *Investigation of endwall flows and losses in axial turbines. Part I. Formation of endwall flows and losses*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics, **47**(2), 321–342, 2009.

- [5] Xun Z., Wanjin H., Zhiqiang L., *Experimental Investigation of Energy Loss in Straight and Bowed Cascades with Aft-loaded Profiles*, Heat Transfer Asian Research, **34**(2), 2005.
- [6] Tuliszką E., *Turbiny ciepłone: zagadnienia termodynamiczne i przepływowe*, WNT, Warszawa 1973.
- [7] Elsner J.W., *Aerodynamika palisad łopatkowych*, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1988.
- [8] Bagshaw D., Ingram G., Gregory-Smith D., Stokes M., Harvey N., *The design of three-dimensional turbine blades combined with profiled endwalls*, Proc. IMechE, Part A: J. Power and Energy, 222, 2008.
- [9] Rosic B., Xu L., *Blade Lean and Shroud Leakage Flows in Low Aspect Ratio Turbines*, J. Turbomach, **134**(3), 2011.
- [10] Schobeiri M., *Turbomachinery Flow Physics and Dynamic Performance*, Springer Science & Business Media, 2004.
- [11] Menter F.R., *Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows*, AIAA Paper, 93-2906, 1993.
- [12] Menter F.R., *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*, AIAA Journal, **32**(8), 1994.
- [13] *ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release.15.0.*, Ansys Inc., 2013.



Deformacja siatki numerycznej w modelowaniu maszyn objętościowych

Józef Rak

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Katedra Termodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych
E-mail: jozef.rak@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *dr hab. inż. Sławomir Pietrowicz, prof. PWr*

STRESZCZENIE

Stosowanie metod numerycznych do modelowania zjawisk zachodzących w maszynach objętościowych wymaga odwzorowania zasady ich działania w modelu. Zmiana objętości komory roboczej powoduje zmianę własności termodynamicznych czynnika wewnątrz. Taka modyfikacja geometrii w czasie pociąga za sobą konieczność transformacji obszaru obliczeniowego. Celem pracy było zbadanie wpływu zmiany jakości siatki numerycznej na wyniki obliczeń uwzględniających deformacje obszaru numerycznego. W tym celu wykonano model walca wypełnionego gazem oraz poddano go cyklicznej deformacji. Zaprezentowano technikę generowania siatek numerycznych, założenia modelu oraz uzyskane wyniki. Pokazano, że błędy numeryczne powstałe poprzez deformowanie geometrii nie są pomijalne, a wręcz mogą mieć znaczący wpływ na jakość wyników.

SŁOWA KLUCZOWE: *CFD, maszyny objętościowe, remesh*

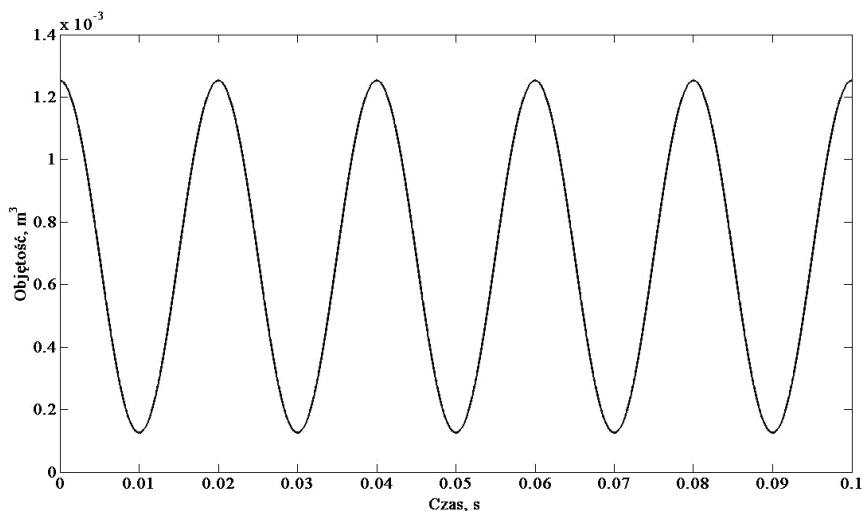
1. WPROWADZENIE

Dzięki numerycznym metodom obliczania parametrów płynu w układach o zmiennej geometrii, możliwe jest modelowanie przemian termodynamicznych w maszynach objętościowych. Do tych ostatnich zalicza się wszelkie maszyny, których zasada działania opiera się na zmianie wymiarów komory roboczej, w której znajduje się płyn. Przykładami takich konstrukcji są m.in.: sprężarki i ekspandery tłokowe, spiralne, wielołopatkowe, Wankla, itp. Innym polem zastosowań deformacji siatki jest FSI (Fluid Structure Interaction), gdzie badaniom podlegają wzajemne wpływy pomiędzy plastycznym ciałem stałym a otaczającym go czynnikiem (np. skrzydło samolotu i jego dynamiczne

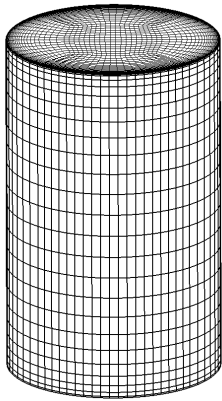
odkształcenia). Ze względu na naturę procesów obliczenia zawsze dotyczą stanów nieustalonych. Warunki brzegowe muszą uwzględniać zmianę geometrii komory, a siatka numeryczna powinna zostać odkształcona. Deformacja siatki numerycznej, oprócz zmiany położenia węzłów przypisanych do ścian ograniczających komorę, uwzględnia również przesunięcia wszystkich węzłów siatki. W przypadku bardzo dużych deformacji szybko dochodzi do sytuacji, w której jakość siatki numerycznej (związana z jej ortogonalnością) ulega obniżeniu. Powoduje to powstawanie błędów numerycznych, a w skrajnych przypadkach prowadzi do pojawiania się ujemnych wartości objętości w obszarze obliczeniowym. Jeżeli jakość siatki staje się niezadowalająca, niezbędne jest wygenerowanie nowej, a następnie interpolowanie na nią otrzymanych wcześniej wyników. Dzięki temu w następnym kroku czasowym obliczenia można kontynuować bez zakłóceń. Wadą takiego rozwiązania jest ryzyko powstawania błędów w procesie interpolacji. Położenie węzłów nowej siatki nie pokrywa się z poprzednimi, więc nawet przy zachowanej topologii siatki odwzorowanie pól parametrów jest jedynie przybliżone. W pracy wykorzystano pakiet Ansys CFX oraz moduł do tworzenia siatek numerycznych ICEM CFD [1].

2. ZAŁOŻENIA DO OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

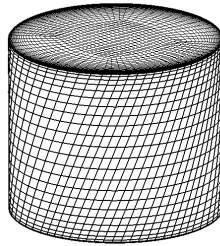
W obliczeniach zastosowano geometrię cylindra o zmiennej wysokości. Wybór uzasadniony jest tym, że konstrukcja taka posiada bardzo regularny kształt, składa się z jednej komory roboczej, a także pozwala na porównanie wniosków z pracą [4]. Dodatkową zaletą geometrii walcowej jest stosunkowa łatwość sterowania procesem deformacji siatki numerycznej. Wymiary początkowe cylindra to promień podstawy $r = 5$ mm oraz wysokość maksymalna $H_{\max} = 150$ mm. W trakcie obliczeń wysokość zmienia się sinusoidalnie od wartości maksymalnej do minimalnej $H_{\min} = 16$ mm ze stałą częstotliwością 50 Hz. W związku z tym objętość komory zmieniała się dynamicznie, co przedstawiono na rys. 1.



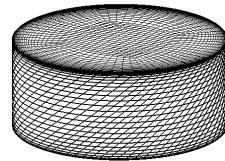
Rys. 1: Objętość komory roboczej w czasie



Rys. 2: Skrajna górna pozycja tłoka



Rys. 3: Pośrednie położenie tłoka



Rys. 4: Skrajne dolne położenie tłoka

Do obliczeń wykorzystano blokowo-strukturalną siatkę numeryczną dopasowaną do geometrii walca. Ruchomy warunek brzegowy na ścianie tłoka zakłada zmianę jego pozycji w jednym, pionowym kierunku. Sama siatka numeryczna jest jednak dodatkowo skręcana poprzez obrót siatki ze stałą prędkością. Podstawa walca pozostaje w spoczynku, dzięki czemu obszar obliczeniowy cyklicznie przyjmuje kształt zbliżony do helisy (rys. 2–4). Dodatkowe zniekształcenie siatki nie ma wpływu na fizyczne warunki brzegowe, dlatego w idealnym przypadku, nie powinno rzutować na wynik obliczeń [3].

Wynika to z faktu, że w układach z ruchomymi warunkami brzegowymi stosuje się geometryczną zasadę zachowania (ang. *Geometric Conservation Law*) [2, 5]. W równaniu 1 zaprezentowano formę całkową tej zasady. Jej spełnienie oznacza, że w obliczeniach zapewniono, że rozwiązanie jednostajne jest zachowane po transformacji do innego obszaru obliczeniowego [6].

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} dV - \int_S W_j dn_j = 0 \quad (1)$$

gdzie: V – objętość komórki numerycznej, t – czas, W – składowa prędkości ściany komórki numerycznej w kierunku normalnym, dn – wektor normalny do ściany komórki.

W modelu rozwiązywano równania ciągłości, pędu i energii, (równ. (2)–(4)) które uzupełniono o człon związany z ruchem ścian komórek numerycznych W_j .

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho dV + \int_S \rho(U_j - W_j) dn_j = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho U_i dV + \int_S \rho(U_j - W_j) U_i dn_j = - \int_S P dn_j + \int_S \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j \quad (3)$$

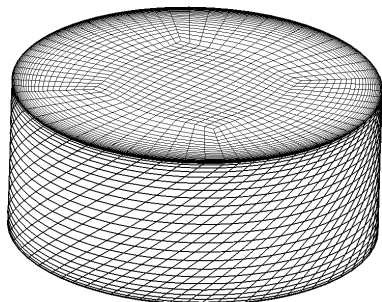
$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho \phi dV + \int_S \rho(U_j - W_j) \phi dn_j = \int_S \Gamma \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j \quad (4)$$

Ze względu na te właściwości możliwe jest dokładne zaobserwowanie wpływu degeneracji siatki numerycznej na poprawność wyników. Im częściej wyniki obliczeń są interpolowane, tym niższy jest przewidywany spadek jakości siatki numerycznej, ponieważ nowo tworzone siatki docelowo powinny być przynajmniej tak dobre, jak początkowa. Parametrami przydatnymi do opisu siatki są skośność (ang. *orthogonality*), definiowana jako maksymalna odchyłka od kąta prostego pomiędzy krawędziami komórki numerycznej, oraz wydłużenie (ang. *aspect ratio*), które wyrażone jest stosunkiem długości najdłuższej do najkrótszej krawędzi komórki. Dla stabilności i precyzji obliczeń najlepsze są siatki złożone z komórek o równych bokach i kątach [7]. Wykonano dwie serie obliczeń (szczegółowo opisano je w tabeli 1).

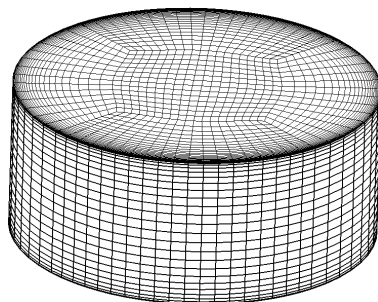
Tabela 1: Obliczone warianty symulacji cylindra

No.	RM5	RM10	RM20	S50	S200	S1000
krok czasowy $\Delta t \cdot 10^{-4}$, s	2	2	2	8	2	0.4
liczba kroków do remeshu	5	10	20	x	x	x
czynnik wymiana ciepła	powietrze, gaz doskonały					
prędkość tłoka	adiabaticzne					
model turbulencji	50 Hz					
maks. obrót tłoka	SST					
liczba elementów siatki	45°					
ciśnienie początkowe	104421					
	1 atm					

Seria RM – z zastosowaniem remeshingu – dla stałego kroku czasowego, zmieniano częstotliwość generowania nowych siatek. *Seria S* - bez remeshingu - dla różnych kroków czasowych. W serii obliczeń RM nowe siatki numeryczne są generowane automatycznie dla dowolnego aktualnego położenia tłoka. Informacja z solvera na temat aktualnej geometrii obszaru obliczeniowego wykorzystywana jest przez autorski skrypt, który modyfikuje model geometryczny, deformuje i umiejscawia bloki, by ostatecznie zwrócić nową siatkę numeryczną do solvera, gdzie następuje interpolacja wyników pośrednich i kontynuacja obliczeń. Przykład siatek numerycznych przez i po procedurze interpolacji przedstawiono na rys. 5 i 6. Dzięki automatyzacji procesu tworzenia nowych siatek, a także dzięki oparciu modelu o siatkę blokowo-strukturalną możliwa była łatwa i szybka interpolacja wyników z zachowaniem pierwotnej topologii (a także jakości) siatki.



Rys. 5: Zdeformowana siatka numeryczna

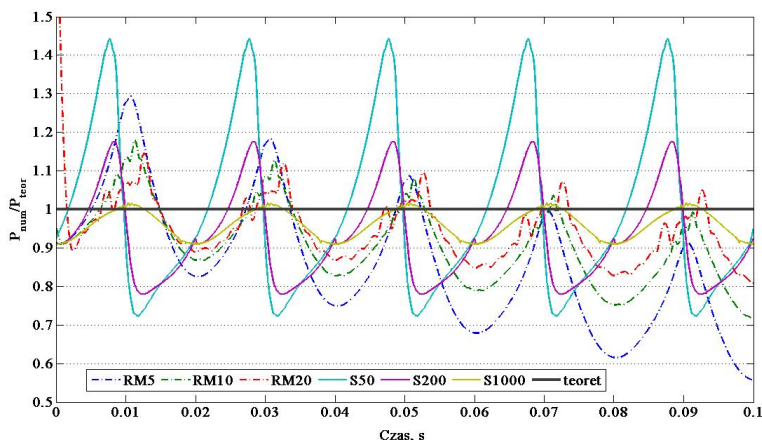


Rys. 6: Nowo wygenerowana siatka numeryczna

W każdym z przypadków wszystkie ściany są traktowane, jako adiabatyczne, pomijane są straty związane z lepkością czynnika, aby uzyskać pełną cykliczność procesu i umożliwić porównanie wyników z wielkościami teoretycznymi opartymi o równanie adiabaty $pV^\kappa = \text{idem}$.

3. WYNIKI ORAZ DISKUSJA WYNIKÓW

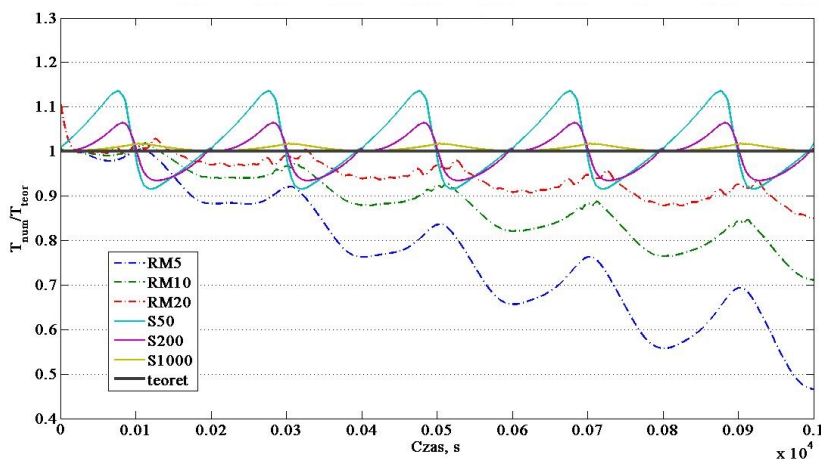
Rezultaty przedstawiono jako wartości względne wobec wielkości obliczonych teoretycznie. Na rysunku 7 pokazano różnice w obliczonych wartościach ciśnienia dla wszystkich przypadków. W wynikach serii S widoczna jest powtarzalność w kolejnych cyklach pracy tłoka. W tak zdefiniowanym problemie zmniejszenie kroku czasowego powoduje znaczące zmniejszenie błędu względnego. Maksymalny błąd względny zmienia się od ponad 40% dla przypadku S50 do poniżej 10% w wariancie S1000. Seria RM o stałym kroku czasowym wykazuje inną charakterystykę. Błąd względny również wykazuje cechy cykliczności, jednak jest on dodatkowo kumulowany w czasie. Nawarstwiający się błędy sprawiają, że wartości obliczone w kolejnych cyklach są coraz bardziej niedoszacowane. Poziom tego zjawiska zależy od częstotliwości remeshingu. Przykłady RM10 i RM20 wykazują błąd zbliżony do wariantu S200, który ma ten sam krok czasowy.



Rys. 7: Wykres ciśnienia obliczonego numerycznie w odniesieniu do wartości teoretycznych

Rysunek 8 przedstawia analogiczne porównanie dotyczące obliczonych temperatur. Rozbieżności pomiędzy wartościami analitycznymi a numerycznymi są w tym przypadku mniejsze (zarówno dla serii S, jak i RM), niż przy obliczaniu ciśnienia. Maksymalny błąd dla serii S nie przekracza 15%, a dla przykładu S1000 jest on mniejszy niż 1%. Zachowany został jednak podobny trend, tzn. wyraźnie widoczna cykliczność charakterystyki błędów względnych. Również w przypadku temperatur zmniejszenie kroku czasowego ma pozytywny wpływ na kształtowanie się błędu oraz zaobserwować można kumulację w czasie zaniżanie wartości względem teoretycznych poprzez remeshing.

W serii RM już po dwóch cyklach ruchu tłoka zauważalne są znacznie mniejsze wartości temperatury w komorze.



Rys. 8: Wykres ciśnienia obliczonego numerycznie w odniesieniu do wartości teoretycznych

Warto zwrócić uwagę, że przebieg błędu względnego zarówno ciśnienia, jak i temperatury w obliczonych przypadkach rośnie w fazie sprężania, natomiast maleje w fazie rozprężania. Wynika to z faktu, że wymiary objętości skończonych są odpowiednio zmniejszane lub zwiększane, a więc wektory prędkości zaimplementowane w równaniach (2)–(4) są przeciwnie skierowane. Maksymalne wartości błędów zaobserwowano w skrajnym dolnym położeniu tłoka. Można to było przewidzieć, ponieważ tłok porusza się ze stałą prędkością, co sprawia, że deformacja siatki jest w tym położeniu stosunkowo największa (parametry skośności i wydłużenia znacząco odbiegają od jedności) oraz liczba Couranta osiąga największe wartości. Otrzymane rezultaty są zbliżone z analizą przeprowadzoną na podobnej geometrii przez [4], którzy również wskazywali na interpolację jako potencjalne źródło błędów w obliczeniach.

4. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono wyniki obliczeń dotyczących cyklicznego procesu sprężania i ekspansji w adiabatycznym cylindrze o zmiennej wysokości. Otrzymane rezultaty świadczą o tym, że zarówno deformacja siatki numerycznej, jak i interpolacja wyników pośrednich na nową siatkę są źródłem błędów w wynikach. Dodatkowo pokazano, że zastosowanie remeshingu może poprawiać dokładność wyników poprzez podniesienie jakości zdeformowanej siatki numerycznej. Przygotowując model numeryczny wymagający deformacji siatki, należy dobierać krok czasowy tak, aby (w zadanej geometrii) liczba kroków czasowych pomiędzy interpolacjami była stosunkowo duża, przy czym warunek przerwania obliczeń powinien być uzależniony od jakości zdeformowanej siatki numerycznej. Należy zwrócić uwagę, że obliczanie modeli maszyn objętościowych bez dokładnych warunków początkowych wymaga prowadzenia obliczeń dla więcej niż jednego cyklu w celu uzyskanie powtarzalnych wyników.

Narastające błędy związane z remeshingiem mogą być powodem nietrafnych przewidywań co do parametrów pracy maszyny.

PODZIĘKOWANIA

Obliczenia wykonano przy użyciu zasobów udostępnionych przez Wrocławskie Centrum Sieciowo-Superkomputerowe (<http://wcss.pl>), grant obliczeniowy Nr 278.

LITERATURA

- [1] ANSYS Academic Research, Release 14.5, Help System.
- [2] Cao W., Huang W., Russel D., *A Moving Mesh Method Based on the Geometric Conservation Law*, SIAM Journal of Scientific Computing, **24**(1), 118–142, 2002.
- [3] Peric M., *A Finite Volume Method for the Prediction of Three Dimensional Fluid Flow in Complex Ducts*, PhD Thesis, Imperial College of Science, Technology & Medicine, London, 1985.
- [4] Rane S., Kovacevic S., Kethidi M., *CFD Modeling in Screw Compressors with complex multi rotor configurations*, International Compressor Engineering Conference at Purdue, **1576**, 2012.
- [5] Guillar H., Farhat C., *On the significance of the geometric conservation law for flow computations on moving meshes*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, **190**, 2000.
- [6] Persson P., Peraire J., Bonet J., *Discontinuous Galerkin solution of the Navier-Stokes equations on deformable domains*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, **198**, 2009.
- [7] Thompson J., Soni B., Weatherill N., *Handbook of Grid Generation*, CRC Press, 1998.



Ocena skuteczności i energochłonności procesu suszenia w suszarni fluidyzacyjnej i taśmowej

Michał Czerep, Halina Pawlak-Kruczek

Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny

Zakład Kotłów, Spalania i Procesów Energetycznych

E-mail: michal.czerep@pwr.edu.pl, halina.kruczek@pwr.edu.pl

STRESZCZENIE

W pracy zawarto wyniki eksperymentalne badań nad efektywnością procesu suszenia węgla brunatnego w dwóch typach suszarek pilotowych, tj. suszarni fluidyzacyjnej i suszarni taśmowej. Opracowanie efektywnej metody suszenia węgla brunatnego, jak i biomasy, stanowi wyzwanie i konieczność ze względu na poprawę sprawności jednostek opalanych takim paliwem i redukcję emisji CO₂. W instalacjach suszących jako czynnika suszącego używano dla suszarni fluidyzacyjnej powietrza, dla suszarni taśmowej spalin. Badania eksperymentalne przeprowadzono dla węgla brunatnego z kopalni Turów. Testy suszenia wykonano dla różnych temperatur czynnika suszącego i dla różnych strumieni czynnika suszącego. Wydajność suszarek węgla mokrego wynosiła ok. 100 kg/h. Oceniano skuteczność suszenia i wydatek energetyczny na usunięcie kg wody z węgla.

SŁOWA KLUCZOWE: *suszarnia fluidyzacyjna, suszarnia taśmowa, suszenie węgla brunatnego, bilans ciepła, wydatek energetyczny*

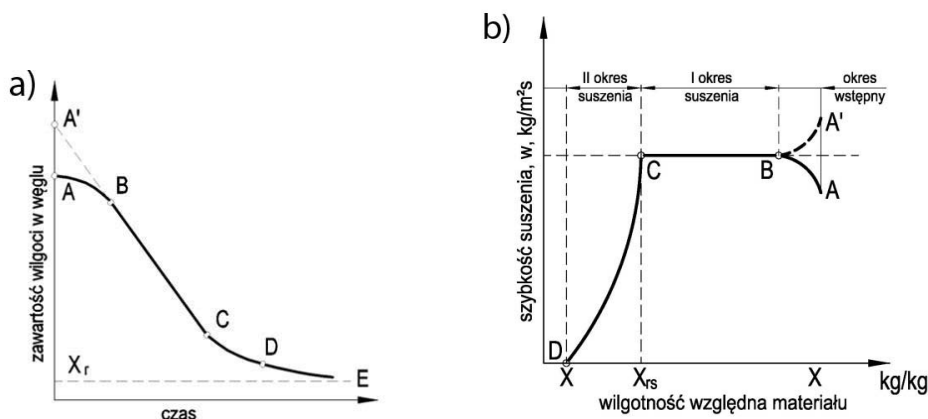
1. WPROWADZENIE

Węgiel brunatny jest obecnie najtańszym źródłem energii elektrycznej. Cztery z pięciu wielkich polskich elektrowni opalanych węglem brunatnym produkują energię tańszą niż najtańsza elektrownia pracująca na węglu kamiennym [1]. Dotychczas udokumentowano w Polsce łącznie 90 złóż geologicznych rozpoznanych szczegółowo oraz wstępnie o zasobach bilansowych wg stanu na 31.12.2014 r. wynoszących 23 510,59 mln ton z czego złoża z zakładów zagospodarowanych wynoszą 1 482,69 mln ton [2]. Wydobycie węgla brunatnego w 2014 r., ze złóż Bełchatów, Turów, Pątnów, Adamów, Konin,

Drzewce i Sieniawa wyniosło 64 002 tys. t [2], co stanowiło około 4,3% złóż eksploatowanych i ok 0,27% złóż zbilansowanych ogółem. Niezbędne jest zatem stosowanie technologii zmierzających do wzrostu sprawności produkcji energii w blokach opalanych węglem brunatnym, stąd konieczność jego wstępnego suszenia, a więc doboru technologii i parametrów procesu suszenia. Podstawowym celem doboru technologii do suszenia węgla brunatnego jest dobór parametrów suszarni do najefektywniejszego suszenia, tj. minimalnego zużycia energii na odparowanie 1 kg H_2O zawartego w węglu w jak najkrótszym czasie przy zachowaniu odpowiedniego stopnia wysuszenia węgla.

2. METODYKA OBLICZEŃ SZYBKOSCI SUSZENIA I ZUŻYCIA ENERGII NA USUNIĘCIE WODY W SUSZARNIACH PILOTOWYCH

Typowy proces suszenia przebiega w kilku etapach, które pokazano na rys. 1, przy czym w zależności od parametrów instalacji suszących krzywe suszenia różnią się długością trwania poszczególnych etapów.



Rys. 1: Przebiegi krzywych charakteryzujących proces suszenia [3]: a) – krzywa suszenia, b) – krzywa szybkości suszenia

W praktyce proces suszenia prowadzi się do usunięcia wody powierzchniowej, ponieważ usunięcie wody związanej wymaga dużych nakładów energii. Instalacje suszarni, w których prowadzono testy, są wyposażone w układ pomiarowy wilgotności gazu przed i za suszarką oraz rejestracji chwilowej wartości mocy P_W (W) wentylatora oraz innych urządzeń w zależności od typu suszarni Strumień ciepła pobierany przez nagrzewnicę wyznaczano ze wzoru:

$$P_N = \dot{m} \cdot c_p \cdot (t_1 - t_2) \quad (1)$$

gdzie: $\dot{m}$ – strumień powietrza na wlocie do nagrzewnicy w kg/s, c_p – ciepło właściwe powietrza w J/kg K, t_1, t_2 – temperatura na wlocie i wylocie z suszarni w $^{\circ}C$. W każdym analizowanym przedziale czasowym wyznaczano wartość zużytej energii elektrycznej z zależności:

$$E_{W,N} = (a_2 - a_1) \cdot P_{W,N} \quad (2)$$

gdzie: $E_{W,N}$ – energia całkowita w J, równa sumie energii wentylatora E_W i nagrzew-

nicy E_N , natomiast a_1, a_2 oznaczają kolejne chwile próbkowania (rejestracja danych co 10 s).

Ilość wody odparowanej z węgla w danym przedziale czasowym, odpowiada różnicy ilości wody zawartej w powietrzu na wlocie i wylocie z suszarni. Chwilową wartość ubytku wody w węglu W , wyrażoną w gH₂O, wyznaczono ze wzoru:

$$W = \frac{\Delta w \cdot V}{a_2 - a_1} \quad (3)$$

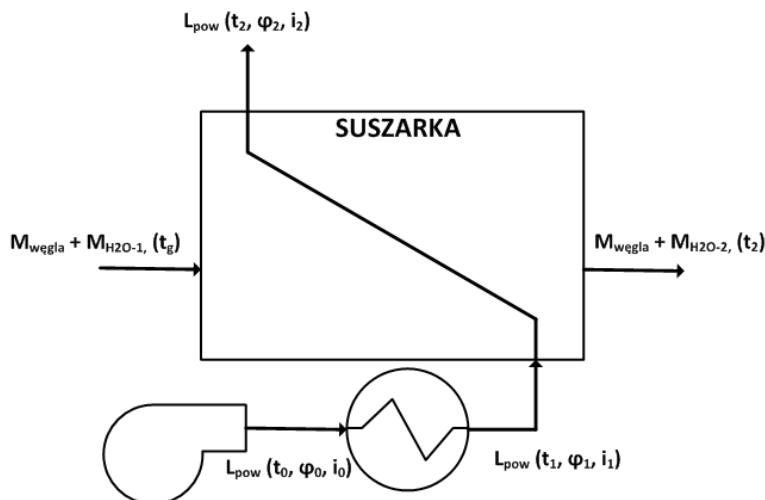
gdzie: Δw oznacza przyrost wilgoci w powietrzu odpowiadający względnemu ubytkowi wilgoci z węgla w g/kg, V jest strumieniem powietrza na wlocie do suszarni w kg/h. Zużycie energii na proces suszenia węgla odniesiono do masy odparowywanej wilgoci. Nakład jednostkowy energii E_j wyrażony w kJ/kg H₂O, wyznacza się z następującej zależności:

$$E_j = \frac{E_{W,N}}{W} \quad (4)$$

Uzyskane w ten sposób wartości jednostkowego zużycia energii służą do porównywania wyników procesu suszenia zrealizowanych przy różnych parametrach oraz dla różnych typów instalacji suszącej:

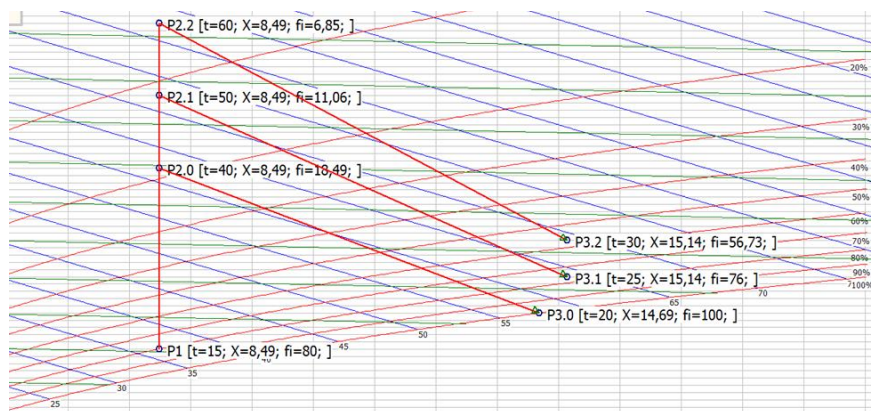
- odcinek (A–B) – następuje ogrzewanie materiału,
- odcinek (B–C) – liniowa zależność ubytku wilgoci od czasu,
- odcinek (C–D–E) – krzywa zbliża się do równowagowej zawartości wilgoci X_r

Na rysunku 2 zaprezentowano schemat suszarni jednostopniowej z zaznaczonymi strumieniami węgla, wody i czynnika suszącego wprowadzanymi do suszarni i z niej wyprowadzanymi.



Rys. 2: Schemat suszarni jednostopniowej z zewnętrznym podgrzewaczem czynnika suszącego

Na rysunku 3 na wykresie Moliera przedstawiono przebieg procesu suszenia dla testów suszenia przeprowadzonych w suszarni fluidyzacyjnej.



Rys. 3: Przemiany procesu suszenia dla suszarni fluidyzacyjnej dla trzech temperatur czynnika suszącego na wykresie Moliera $i-x$

3. SCHEMAT SUSZARNI FLUIDYZACYJNEJ I PROCEDURA BADAWCZA

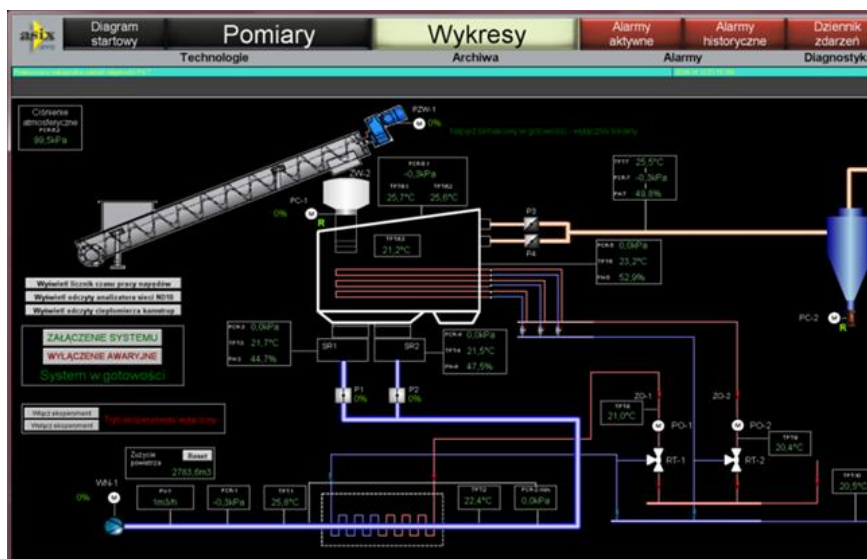
Na rysunku 4 zamieszczono schemat suszarni fluidyzacyjnej, na której prowadzono testy suszenia węgla brunatnego pochodzącego z kopalni Turów.



Rys. 4: Schemat suszarni fluidyzacyjnej

Mokry węgiel o rozmiarze ziarna poniżej 12 mm wsypywany był do podajnika ślimakowego. Strumień węgla mokrego podawanego do suszarni podczas testów eksperymentalnych wynosił ok. 100 kg/h. Węgiel transportowany był do podajnika celkowego i następnie wpadał do lejki suszącego. Jako czynnika suszącego używano powietrza podgrzewanego w wymienniku ciepła, następnie poprzez system kierownic wprowadzanego do suszarni. Węgiel pod wpływem odpowiednio skierowanego strumienia powietrza

przesuwany był w pulsacyjnym złożu w kierunku tylnej ścianki suszarni przesypując się w sposób ciągły do leja zbiorczego. Czas suszenia węgla w suszarni wynosił ok. 15 min i w nieznaczny sposób mógł być korygowany za pomocą strumienia powietrza suszącego i ustawieniem kierownic. System przygotowania i transportu powietrza z zespołem wodnych nagrzewnic, fluidyzacyjnej komory suszącej wraz z elementami wyposażenia, zasobnikiem węgla z układem podajnikowym i dozującym, wymiennik ciepła z układem do płynnej regulacji mocy cieplnej oraz dwustopniowy układ do podczyszczania powietrza usuwanego z instalacji zostały szczegółowo opisane w raporcie [4].

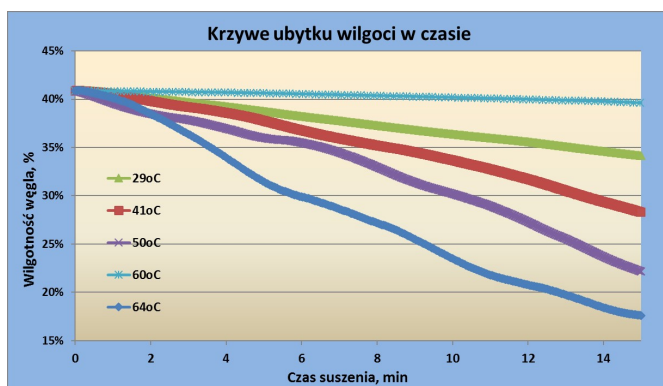


Rys. 5: Rzut ekranu sterowania procesem suszenia w suszarni fluidyzacyjnej

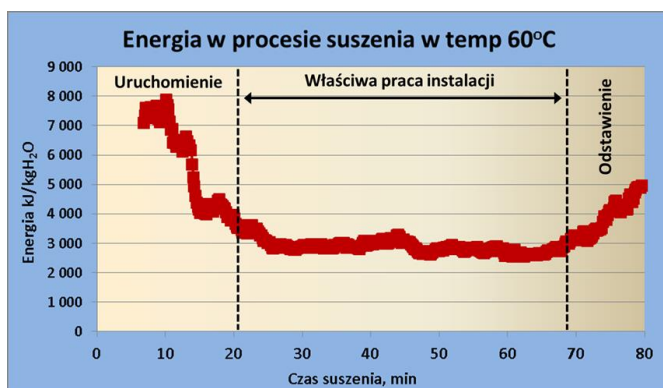
Na rysunku 5 zaprezentowano rzut ekranu sterowania wentylatorami, pompami i kłapami wraz z naniesionymi punktami pomiarowymi ciśnień, wilgotności i temperatury powietrza. Układ sterowania i AKPIA z detalami został opisany w raporcie [5]. Testy suszenia były wykonywane dla różnych wartości temperatury czynnika suszącego zmienianego w zakresie od 30 do 65°C przy strumieniu powietrza wynoszącym ok. 5500 m³/h. Dla każdego testu rejestrowano podstawowe parametry suszenia, tj. (ciśnienia, strumienie, temperatury i wilgotności powietrza). Następnie dla każdego testu wyznaczana była krzywa suszenia oraz krzywa wydatku energetycznego według procedury opisanej w rozdziale 2. Krzywe ubytku wilgoci w czasie i wydatku energetycznego przedstawiono na rys. 6 i 7. Więcej wyników badań nad efektywnością niskotemperaturowego suszenia węgla brunatnego w suszarni fluidalnej opisano w artykule [6].

4. ANALIZA PARAMETROWA PROCESU SUSZENIA

Na podstawie opracowanych krzywych suszenia i wydatku energetycznego dla różnych parametrów suszenia utworzono funkcję wielomianową (trójparametryczną), w której zmiennymi są: czas suszenia, temperatura czynnika suszącego (bądź strumień) i ubytek wilgoci z węgla lub wydatek energetyczny. Funkcja pozwala na bezpośrednie



Rys. 6: Przykładowe krzywe ubytku wilgoci z węgla podczas suszenia



Rys. 7: Przykładowa krzywa energochłonności procesu suszenia

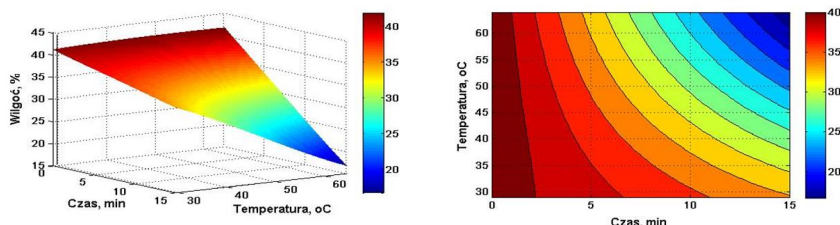
porównanie ze sobą efektywności suszenia w różnych typach suszarek dla wybranych parametrów procesu suszenia. Przykładowa funkcja przedstawiająca zapotrzebowanie na energię dla procesu suszenia węgla z kopalni Turów:

$$f(t, T) = a_{00} + a_{10} \cdot t + a_{01} \cdot T + a_{20} \cdot t^2 + a_{11} \cdot t \cdot T + a_{02} \cdot T^2 + a_{30} \cdot t^3 + a_{21} \cdot t^2 \cdot T + a_{12} \cdot t \cdot T^2 + a_{03} \cdot T^3 + a_{40} \cdot t^4 + a_{31} \cdot t^3 \cdot T + a_{22} \cdot t^2 \cdot T^2 + a_{13} \cdot t \cdot T^3 + a_{04} \cdot T^4 \quad (5)$$

Funkcję charakteryzują następujące wskaźniki dopasowania względem danych pomiarowych: SSE (3437) – resztowa suma kwadratów odchyłeń, R^2 (0,9879) – współczynnik determinacji, adjusted R -squared – (0,9872), skorygowana wartość R^2 , RMSE (4,457) – pierwiastek kwadratowy błędu średniokwadratowego.

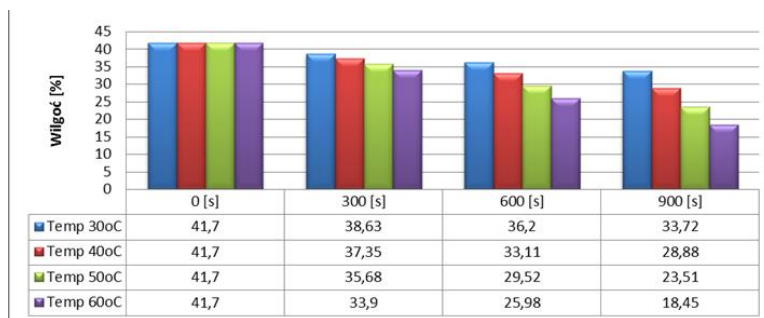
5. WPŁYW TEMPERATURY SUSZENIA W SUSZARNI FLUIDYZACYJNEJ

Testy suszenia w suszarni fluidyzacyjnej wykonane dla różnych temperatur czynnika suszącego i stałego strumienia powietrza doprowadzanego do suszarni pozwoliły na stworzenie funkcji suszenia zaprezentowanych na rys. 8.



Rys. 8: Funkcja ubytku wilgoci w czasie dla różnych temperatur suszenia dla suszarni fluidyzacyjnej

Dla lepszej oceny wizualnej dla każdej funkcji stworzono wykresy strukturalne. Tak wygenerowane funkcje pozwalają na łatwiejszą ocenę efektywności pracy suszarni oraz umożliwiają porównanie różnych typów suszarek pod kątem stopnia wysuszenia węgla dla wybranych temperatur i czasów suszenia. Na rysunku 9 pokazano wykres zbiorczy porównujący stopień wysuszenia węgla dla czterech różnych temperatur (30, 40, 50 i 60°C) dla różnych czasów suszenia.



Rys. 9: Porównanie skuteczności suszenia w suszarni fluidyzacyjnej w temperaturach 30°C, 40°C, 50°C i 60°C

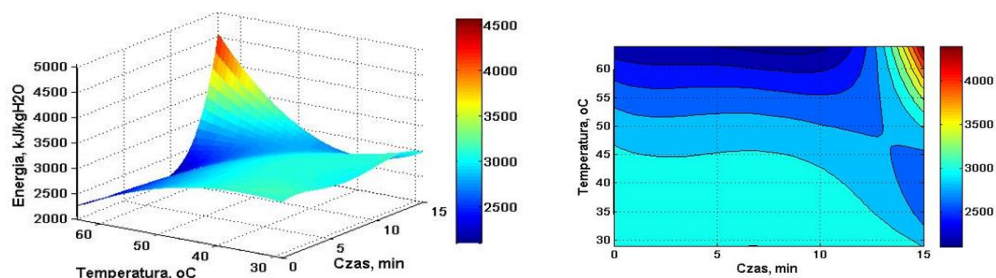
Na rysunku 9 zaobserwować można, że im wyższa temperatura czynnika suszącego i dłuższy czas suszenia, tym stopień wysuszenia węgla jest większy.

6. ZAPOTRZEBOWANIA NA ENERGIĘ SUSZENIA W SUSZARNI FLUIDYZACYJNEJ

Funkcje trójparametryczne opracowano również dla oceny wydatku energetycznego suszarek przypadającego na 1 kg odparowanej wilgoci rys. 10. Przy czym dokonano dodatkowego podziału osobno na ciepło i energię elektryczną.

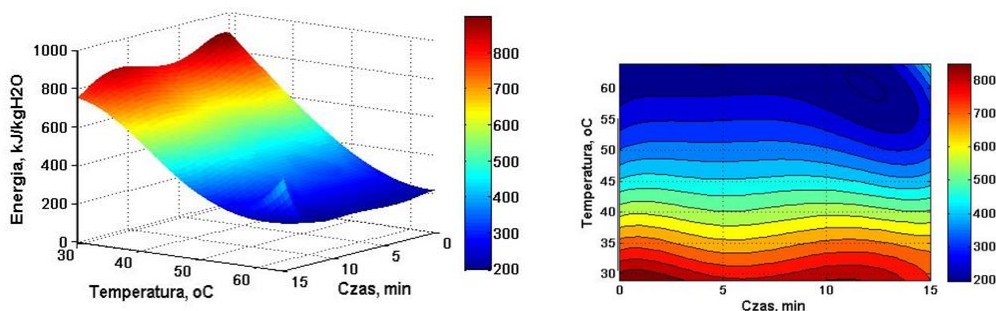
Przykładowe wykresy z wydatkiem energetycznym dla suszarni fluidyzacyjnej zaprezentowane są na rys. 11.

Najniższy wydatek energetyczny (wyłączając końcowe minuty suszenia, gdzie następuje gwałtowny jej przyrost spowodowany odstawianiem suszarni i zaprzestaniem podawania świeżego, mokrego węgla) otrzymano dla suszenia w wyższych temperaturach, tj. ok 60°C i wynosi ona ok. 2500 kJ/kg H₂O. Na rysunku 12 przedstawiono porównawcze zestawienie zapotrzebowania na energię elektryczną dla suszarni fluidyzacyjnej. Ponieważ ilość doprowadzanej energii elektrycznej do wentylatorów i napędów podczas testów suszenia jest mniej więcej na tym samym poziomie, czym wyższa temperatura czynnika suszącego, tym udział energii elektrycznej w bilansie maleje

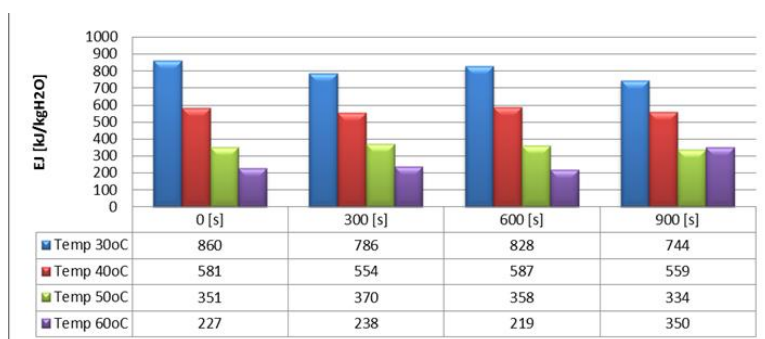


Rys. 10: Funkcja przedstawiająca zapotrzebowanie na energię do wysuszenia 1 kg wody dla suszarni fluidyzacyjnej

(patrz rys. 11 i 12). Na rysunku 10 widać wyraźnie, że podczas suszenia w temperaturze powyżej 55°C , sumaryczny wydatek energetyczny wynosi poniżej $3000 \text{ kJ/kg H}_2\text{O}$.

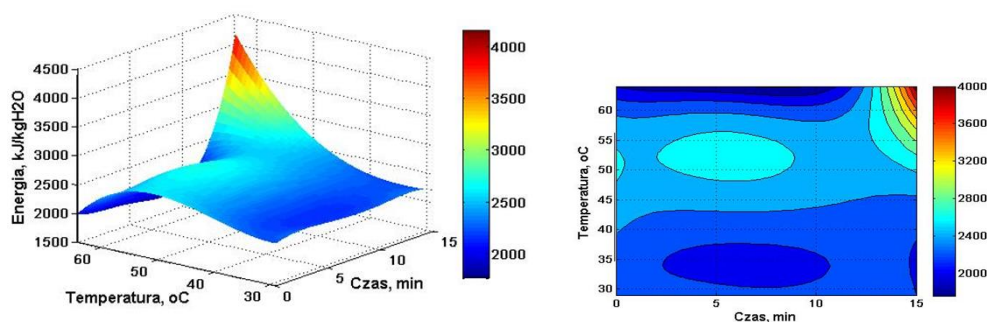


Rys. 11: Funkcja przedstawiająca zapotrzebowanie na energię elektryczną do wysuszenia 1 kg wody dla suszarni fluidyzacyjnej

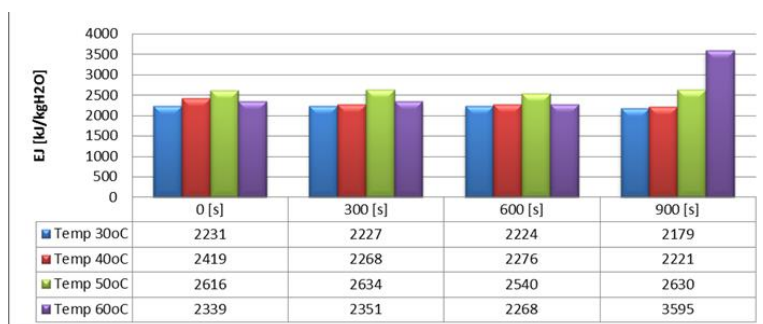


Rys. 12: Porównanie zapotrzebowania na energię elektryczną w suszarni fluidyzacyjnej

Analizując wykresy przedstawione na rysunkach 13 i 14, zaobserwować można, iż pomimo podnoszenia temperatury czynnika suszącego, a tym samym zwiększania się ciepła doprowadzanego do suszarni, nie zwiększa się ilość ciepła przypadająca na 1 kg odparowanej wilgoci. Oznacza to, że podniesienie temperatury czynnika suszącego pro-



Rys. 13: Funkcja przedstawiająca zapotrzebowanie na ciepło do wysuszenia 1 kg wody dla suszarni fluidyzacyjnej



Rys. 14: Porównanie zapotrzebowania na ciepło w suszarni fluidyzacyjnej

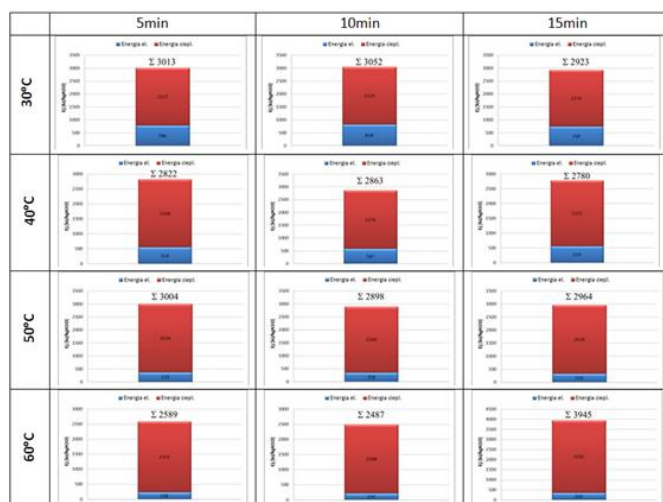
porcjonalnie spowodowało zwiększenie szybkości i efektywności suszenia. Zapotrzebowanie na ciepło w analizowanych przypadkach wynosiło ok. 2200–2500 kJ/kg H₂O.

7. ZAPOTRZEBOWANIE NA ENERGIĘ ELEKTRYCZNĄ ORAZ CIEPŁO W SUSZARNI FLUIDYZACYJNEJ

Na rysunku 15 zestawione zostały udziały ciepła i energii elektrycznej dla suszarni fluidyzacyjnej dla czterech różnych temperatur czynnika suszącego (30°C, 40°C, 50°C i 60°C). Na załączonych wykresach widać, że w każdym przypadku udział energii elektrycznej maleje wraz ze wzrostem temperatury czynnika suszącego. Najniższe poziomy zapotrzebowania na energię uzyskano w temperaturze suszenia 60°C. Jednakże wydatek energetyczny w 15 minucie suszenia jest nieco wyższy ze względu na odstawienie suszarni i zaprzestanie podawania mokrego węgla. Układ pomiarowy dalej rejestrował moc, w związku z czym na rys. 13 widoczny jest gwałtowny wzrost zapotrzebowania na ciepło.

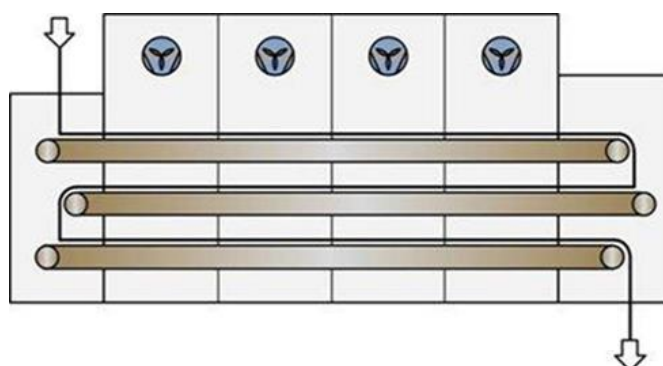
8. SCHEMAT SUSZARNI TAŚMOWEJ I PROCEDURA BADAWCZA

Suszarnia taśmowa składa jest z trzech taśm umieszczonych jedna pod drugą. Transport węgla na kolejnych warstwach taśmy odbywa się w sposób mechaniczny. Gdy węgiel spada z jednej taśmy na drugą, następuje mieszanie cząstek, co w rezultacie po-



Rys. 15: Zapotrzebowanie na ciepło i energię elektryczną dla suszarni fluidyzacyjnej

prawia jednorodność suszenia węgla. Ciepło do suszarni taśmowej jest doprowadzane zarówno bezpośrednio, za pomocą gorących spalin, jak i w sposób pośredni za pomocą kanałów spalinowych umieszczonych pod kolejnymi warstwami taśm. Czas przebywania węgla w suszarni taśmowej kontrolowany jest poprzez zmianę prędkości taśm, ale zazwyczaj wynosił pomiędzy 30–60 minut. Ze względu na dużą ilość części mechanicznych, suszarnia taśmowa wymaga większych nakładów energii elektrycznej. Na rysunku 16 przedstawiono schemat ideowy suszarni taśmowej, która powstała w oparciu o badania laboratoryjne w ramach współpracy Zakładu Kotłów, Spalania i Procesów Energetycznych Politechniki Wrocławskiej z SBB Energy S.A. Dobór i wpływ temperatury suszenia oraz innych parametrów, takich jak strumień powietrza, właściwości węgla czy poprawa efektywności mieszania węgla w suszarni, na skuteczność suszenia opisano w raporcie [7].



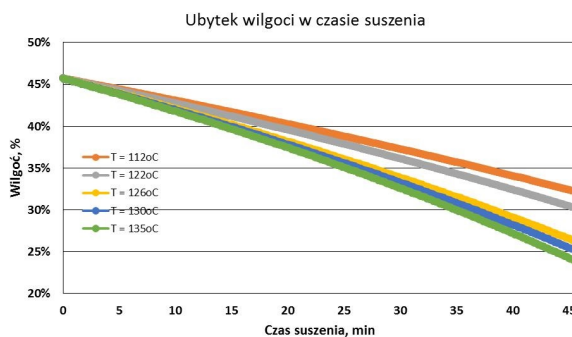
Rys. 16: Schemat suszarni taśmowej

Testy suszenia w suszarni taśmowej przeprowadzono dla węgla brunatnego o początkowej wilgotności wynoszącej 45,7% dla różnych temperatur czynnika suszącego

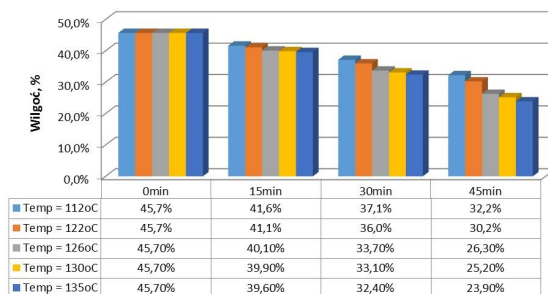
zmienianego w zakresie od 112°C do 135°C, przy minimalnym strumieniu spalin zapewniającym wymianę nawilżonego czynnika suszącego wynoszącym ok. 30 m³/h. Dla każdego testu wyznaczono krzywą kinetyki suszenia oraz obliczono wydatek energetyczny na podstawie ilości ciepła doprowadzonego do suszarni i zarejestrowanych mocy urządzeń pomocniczych. Wszystkie napędy i wentylatory wraz z odnotowanymi mocami zamieszczono w tabeli 1. Zestawienie krzywych ubytku wilgoci w czasie zaprezentowano na rys. 17.

Tabela 1: Zestawienie elektrycznych urządzeń wchodzących w skład budowy suszarni taśmowej z zarejestrowanymi mocami

Urządzenia elektryczne	Sztuki	Moc jednost., kW	Moc łączna, kW
Podajniki (podawanie i odbiór węgla)	2	0,17	0,34
Napędy taśm	3	0,12	0,36
Celki	3	0,16	0,48
Wentylator mieszający	1	0,80	0,80
Wentylator zasilający	1	0,29	0,29
Wentylator wyciągowy	1	2,50	2,50



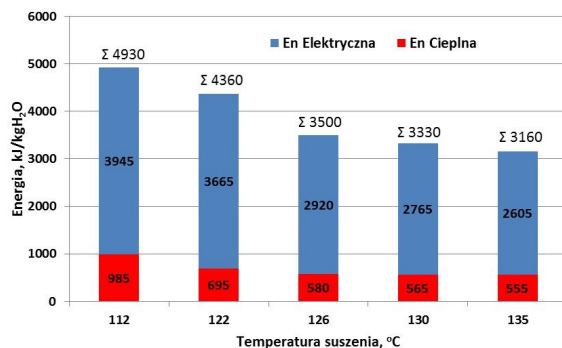
Rys. 17: Krzywe suszenia tj. ubytki wilgoci z węgla podczas suszenia



Rys. 18: Skuteczności suszenia w suszarni taśmowej w temperaturach 112°C, 122°C, 126°C, 130°C i 135°C

Z rysunków 17 i 18 wnioskować można, że czym wyższa temperatura suszenia, tym stopień wysuszenia węgla jest większy, różnice te jednak nie są tak znaczące, jak

w przypadku suszenia w suszarni fluidyzacyjnej. Większe znaczenie dla skuteczności suszenia ma natomiast czas suszenia. Czym dłuższy czas suszenia, tym osiągnięta końcowa wilgotność węgla jest niższa rys. 18. Na rysunku 19 zestawione zostały udziały



Rys. 19: Zapotrzebowanie na ciepło i energię elektryczną dla suszarni taśmowej

ciepła i energii elektrycznej dla suszarni taśmowej dla wszystkich temperatur, w jakich przeprowadzono testy suszenia. Na załączonym wykresie zauważyć można, że analogicznie do suszenia w suszarni fluidalnej, w każdym przypadku wydatek energetyczny maleje wraz ze wzrostem temperatury czynnika suszącego. Najniższy poziom zapotrzebowania na energię do suszenia uzyskano w temperaturze suszenia w 135°C. Odwrotnie natomiast niż w przypadku suszenia w suszarni fluidyzacyjnej, dla suszarni taśmowej znacznie większy udział energii potrzebnej do usunięcia wilgoci z węgla stanowi energia elektryczna. W każdym analizowanym przypadku udział energii elektrycznej do całkowitej wynosił powyżej 80%.

9. PODSUMOWANIE

Badania procesu suszenia w analizowanych zakresach temperatur na dwóch typach suszarni fluidyzacyjnej i taśmowej wykazały, że wraz ze wzrostem temperatury suszenia, maleje wydatek energetyczny potrzebny do wysuszenia węgla brunatnego. Różnicę jednak stanowi udział energii elektrycznej i ciepła potrzebnych do suszenia. Badania wykazały, że w przypadku suszarni fluidyzacyjnej główne zapotrzebowanie na energię do suszenia stanowi ciepło co wynika ze znaczących ilości ciepła niezbędnego do podgrzania dużej ilości czynnika fluidyzacyjnego. Udział energii elektrycznej kształtował się na poziomie 10–15%. Natomiast suszarnia taśmowa odznaczała się większym zapotrzebowaniem na energię elektryczną, której udział wynosił powyżej 80%. Różnice te wynikają z wymaganej ilości czynnika suszącego 1 kg węgla. Suszarnia fluidyzacyjna potrzebowała 55 m³ powietrza na kilogram węgla, suszarnia taśmowa tylko 0,3 m³ spaliny na kilogram węgla. Suszarnia taśmowa w swojej konstrukcji ma również więcej części mechanicznych zestawionych w tabeli 1, co wpływa na wielkość energii elektrycznej. Energie potrzebne do wysuszenia węgla w suszarni fluidyzacyjnej w analizowanych temperaturach wynosiły pomiędzy 2500–3500 kJ/kg H₂O, a w suszarni taśmowej pomiędzy 3100–4900 kJ/kg H₂O. W najwyższych temperaturach suszenia dla obu suszarni uzyskano podobny ubytek wilgoci z węgla, tj. dla suszarni fluidyzacyjnej (60°C) uzyskano ubytek wynoszący 23,2%, dla suszarni taśmowej (135°C) ubytek

wilgoci wynoszący 21,8%, jednakże suszarnia fluidyzacyjna ze względu na technologie suszenia suszyła węgiel w czasie trzykrotnie krótszym.

PODZIĘKOWANIA

Przedstawione w artykule wyniki zostały uzyskane w ramach przeprowadzonych badań w projekcie: „Wstępne suszenie węgla brunatnego dla celów energetycznych”, nr projektu: POIG.01.03.01-00-040/0.8. Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego i budżetu Państwa.

LITERATURA

- [1] Pietryszczew W., *Górnictwo węgla brunatnego w Polsce w 2005 roku*, Węgiel Brunatny, nr 1(54), 7–12, 2006
- [2] Praca zbiorowa pod redakcją: Szuflicki M., Małoń A., Tymiński M., *Bilans zasobów złóż kopalni w Polsce wg stanu na 31 XII 20014 r.*, Państwowy Instytut Geologiczny – Państwowy Instytut Badawczy, Warszawa 2015.
- [3] Strumiłło C., *Podstawy teorii i techniki suszenia*, WNT, Warszawa, 1983.
- [4] Plutecki Z., Ryszczyk K., Sattler P., Rosik R., Alenowicz J., Mrugała E., Zator S., Giesa K., Czerep M., Pawlak-Kruczek H., *Przygotowanie dokumentacji konstrukcyjnej prototypowej instalacji pilotowej*, Raport Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, Ser. SPR, nr 43, 2015.
- [5] Czajka T., Piasecki A., Plutecki Z., Czerep M., Pawlak-Kruczek H., *Budowa instalacji pilotowej - opracowanie i wykonanie nadzoru konsultacji z wyłonionym w przetargu wykonawcą*, Raport Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, Ser. SPR nr 44, 2015.
- [6] Pawlak-Kruczek H., Plutecki Z., Michalski M., *Brown coal drying in fluidized bed applying low-temperature gaseous medium*, Drying Technology, **32**(11), 1334–1342, 2014.
- [7] Czerep M., *Badania procesu suszenia w dwóch instalacjach suszących laboratoryjnych wraz z ich kolejnymi modyfikacjami, określenie efektywności suszenia i kinetyki dla danego sposobu w zależności od parametrów procesu i właściwości węgla*, Raport Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, 2013, Ser. SPR nr 17.



Kaloryczność części lotnych biomasy

Wiesław Ferens

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Katedra Technologii Energetycznych, Turbin i Modelowania Procesów Ciepłno-Przepływowych
E-mail: wieslaw.ferens@pwr.edu.pl*

STRESZCZENIE

Biomasa jest obecnie powszechnie stosowana jako paliwo w energetyce i instalacjach grzewczych. Charakteryzuje się wysoką zawartością części lotnych, których udział może przekraczać 80 procent masy paliwa w stanie suchym. Taki wysoki udział części lotnych powoduje odmienne zachowanie się biomasy podczas spalania w stosunku do paliw kopalnych. Dla warunków pracy kotła istotne jest, jaka część energii w czasie spalania jest uzyskiwana z części lotnych. W pracy określono kaloryczność części lotnych wydzielanych z biomasy i udział energii pochodzącej ze spalania części lotnych.

SŁOWA KLUCZOWE: *biomasa, części lotne, kaloryczność*

1. WPROWADZENIE

Biomasa była stosowana jako paliwo od początków cywilizacji. Obecnie, po latach dominacji paliw kopalnych, jej rola rośnie z uwagi na potrzebę ograniczenia emisji ditlenku węgla ze spalania paliw kopalnych oraz ograniczenie zużycia zasobów tych paliw. Biomasa jest spalana w dużych instalacjach energetycznych, głównie jako dodatek do węgla (w ilości od kilku do kilkunastu procent) oraz jako podstawowe paliwo w kotłach projektowanych specjalnie dla biomasy. We wszystkich tych instalacjach musi być uwzględniona specyfika spalanego paliwa, a przede wszystkim odmienny skład i cechy biomasy w stosunku do paliw kopalnych.

Obecnie biomasa może być użytkowana bezpośrednio jako paliwo, przetwarzana do postaci innych paliw (np. paliwa ciekłe napędowe, paliwa gazowe) lub jako związki chemiczne różnej postaci. Wśród procesów przekształcających można wyróżnić procesy pirolizy [1, 2], zgazowania [3] czy upłynniania [4]. Mimo coraz większego znaczenia tych procesów, nadal podstawowym kierunkiem wykorzystania biomasy do celów energetycznych (chemicznych) jest jej spalanie.

Cechy i własności biomasy różnią się w zależności od źródeł jej pochodzenia oraz ewentualnej wcześniejszej obróbki. Biomase można podzielić na kilka kategorii (np. na podstawie prac Demirbas [5], Jenkins i inni [6]): biomasa pochodzenia drzewnego, pochodzenia rolniczego (trawy), odpady z przetwórstwa rolno-spożywczego, biomasa pochodzenia morskiego oraz biomasa mieszana pochodząca przeważnie z recyklingu. Do celów energetycznych stosuje się głównie odpady/produkty uboczne przemysłu drzewnego i rolnictwa lub biomase pozyskiwaną z upraw energetycznych. Biomasa pozyskana ze środowiska charakteryzuje się wysoką zawartością wilgoci. Zawartość wilgoci może przekraczać nawet 70% (np. drewno po wyrębie) i wówczas wymagane jest suszenie paliwa w celu obniżenia udziału wilgoci do kilkunastu procent. Biomasa wysuszona charakteryzuje się [7] kalorycznością wynoszącą około 18–20 MJ/kg, która jest ona niższa niż kaloryczność węgla kamiennego, mimo stosunkowo niewielkiej zawartości popiołu wynoszącej zazwyczaj poniżej 5%. Czynnikiem decydującym o niższej kaloryczności biomasy jest wyższa zawartość tlenu niż w węglu. Zawartość tlenu jest porównywalna z zawartością węgla pierwiastkowego, a zawartość wodoru do 2% wyższa niż w węglu. Biomasy charakteryzują się dużo wyższą zawartością części lotnych niż węgle kamienne (ponad 2 razy) i brunatne (ponad 50% wyższa zawartość części lotnych). Konsekwencją wyższej zawartości części lotnych jest inny stosunek ilości stałej części palnej (FC) do ilości części lotnych (V), tj. wskaźnik paliwowy ($FR = FC/V$). Dla węgla kamiennych wartość ta przekracza 1 i sięga ponad 20 dla węgla antracytowych. Dla węgla brunatnych wartość (FR) jest zbliżona do jedności, natomiast dla biomas nieprzetworzonych wynosi poniżej 0,3.

Dominujący udział części lotnych w biomasie nie przenosi się na taki sam udział ciepła generowanego przy ich spalaniu, w odniesieniu do całego ciepła ze spalania biomasy. Wydzielające się części lotne zawierają oprócz gazów palnych znaczne ilości gazów niepalnych (CO_2 , H_2O) oraz gazów o niższej kaloryczności z uwagi na występowanie w nich wiązań węgla z tlenem (np. CO). Jednocześnie pozostałość koksowa (stała część palna) zawiera głównie węgiel pierwiastkowy, częściowo przeobrażoną substancję mineralną oraz mniejsze ilości wodoru, tlenu, azotu. Można oczekiwać, że ciepło spalania pozostałości koksowej biomasy będzie podobne do kaloryczności kokсів (około 30 MJ/kg) z tendencją spadkową proporcjonalną do zawartości popiołu w biomasie surowej. Klasyfikacje oraz specyfikacje biomasy nie zawierają kaloryczności części lotnych. W podstawowych pracach klasyfikujących czy bazach danych [7], [8] oprócz składu pierwiastkowego i technicznego podawane jest ciepło spalania całej biomasy i/lub jej wartość opałowa bez podziału na części lotne i pozostałość koksową.

Celem pracy jest określenie kaloryczności części lotnych różnych typów biomasy oraz udziału ciepła uzyskanego w czasie spalania części lotnych do całego ciepła wyzwalanego podczas spalania biomasy. Określona zostanie również kaloryczność pozostałości koksowej.

2. MATERIAŁ BADAWCZY

Do badań wytypowano podstawowe typy biomasy, które mogą znaleźć zastosowanie w energetyce: pozostałości z przeróbki drewna (drewno sosnowe i dębowe, korę świerkową), słomę pszenną, miskant (trawa z upraw energetycznych) oraz pozostałości z przemysłu spożywczego: łuski słonecznika, łuski pestek dyni, pozostałości po przeróbce oliwek oraz makuchy rzepaku.

3. PROCEDURA BADAWCZA

Pobrane próby paliw wysuszono i zmielono do frakcji poniżej 200 μm . Następnie oznaczono zawartość: wilgoci, popiołu (A), części lotnych (V), ciepła spalania (Q) oraz skład pierwiastkowy. Oznaczano zawartość pierwiastków węgla, wodoru, siarki oraz azotu. Zawartość popiołu określono w 550°C oraz w 815°C. Zawartość tlenu oraz stałej części palnej (FC) w paliwach określono z bilansu składników jako element uzupełniający skład paliwa do 100% z uwzględnieniem zawartości popiołu oznaczonego w 815°C. Przeprowadzono odgazowanie paliw w temperaturze 850°C zgodnie z procedurą oznaczania części lotnych. Otrzymane pozostałości koksowe poddano tym samym badaniom co paliwa wyjściowe w celu oznaczenia ich składu pierwiastkowego i kaloryczności. Zawartość popiołu obliczono na podstawie zawartości popiołu oznaczonego w 815°C w paliwie wyjściowym. Własności badanych paliw oznaczono zgodnie z normami PN-EN 14774-2:2010, PN-EN 15148:2010, PN-EN 14775:2010, PN-EN 14918:2010, PN-EN 15104:2011 oraz PN-EN 15289:2011, z zastosowaniem techniki wagowej, analizatorów automatycznych True Spec CHN i S firmy LECO oraz bomby kalorymetrycznej IKA C2000. Wyniki wszystkich oznaczeń przeliczono na stan suchy.

Na podstawie oznaczonych wartości ciepła spalania dla danej biomasy (Q) oraz ciepła spalania dla koksu otrzymanego z biomasy (Q_{FCA}), uwzględniając ilości koksu ($FC + A$) i części lotnych (V) określono ciepło spalania części lotnych (Q_V) z zależności:

$$Q_V = \frac{Q - Q_{FCA} \cdot (FC + A)}{V}. \quad (1)$$

Udział ciepła uzyskanego ze spalania części lotnych do ciepła uzyskanego ze spalania biomasy (q_V) wyznaczono z zależności:

$$q_V = \frac{Q_V \cdot V}{Q} \cdot 100\%. \quad (2)$$

Analogicznie uzyskano wartość udziału ciepła ze spalania pozostałości koksowej (q_{FCA}).

4. WYNIKI

Wyniki oznaczeń analizy technicznej oraz elementarnej paliw wyjściowych zamieszczono w tabeli 1. W tabeli 2 umieszczono wyniki oznaczeń dla koksów. Dodatkowo na rys. 1 i 2 zestawiono wartości zawartości pierwiastków w stanie suchym bezpopiołowym.

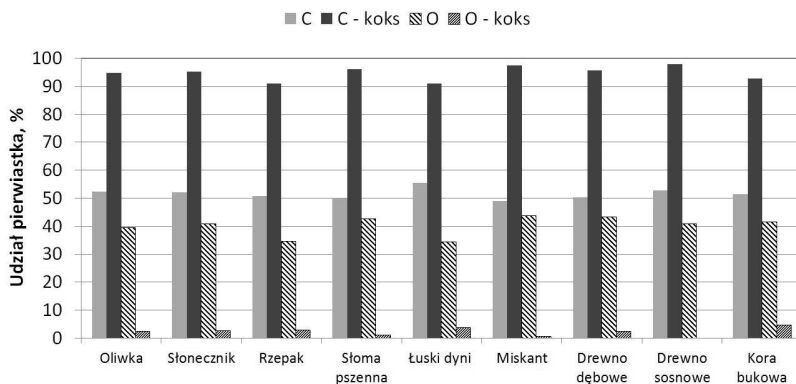
Cechą charakterystyczną wszystkich koksów jest wysoka zawartość węgla pierwiastkowego, którego udział przekracza 60% w stanie suchym. Wyższe zawartości węgla występują dla prób uzyskiwanych z biomas o niskiej zawartości popiołu w paliwie wyjściowym np. dla próby koksu drewna dębowego zawartość węgla przekracza 90% przy zawartości popiołu w biomasie poniżej 0,6%. Wszystkie badane koksy charakteryzują się niską zawartością wodoru, którego udział nie przekracza 1,2%. Zawartość tlenu w biomasach jest od kilku do kilkunastu punktów procentowych niższa niż zawartość węgla pierwiastkowego, natomiast w badanych kokсах udział tlenu jest niski i nie przekracza 4%. Zawartość azotu w kokсах jest generalnie wyższa niż w biomasach (poza dwoma wyjątkami), co świadczy, jak w przypadku węgla, o niższym stopniu wydzielania azotu i węgla z paliwa w stosunku do innych analizowanych pierwiastków. Udział

Tabela 1: Wyniki analizy technicznej i analizy elementarnej dla badanych paliw w stanie suchym.
Zawartość popiołu A określono w temperaturze 550°C i 815°C

Paliwo	A^{550}	A^{815}	V	FC	C	H	N	S	O
-	%	%	%	%	%	%	%	%	%
Oliwka	10,3	8,71	70,7	20,6	47,8	5,78	1,50	0,12	36,1
Słonecznik	3,28	2,62	75,0	22,4	50,7	5,89	0,77	0,11	40,0
Rzepak	7,65	7,42	73,5	19,1	47,1	6,13	6,52	0,71	32,2
Słoma pszenna	9,47	9,44	73,0	17,5	45,3	5,77	0,64	0,08	38,8
Łuski dynii	3,41	2,86	77,7	19,4	53,8	6,43	3,22	0,25	33,4
Miskant	3,32	3,26	80,3	16,4	47,4	6,63	0,21	0,01	42,5
Drewno dębowe	0,64	0,57	83,4	16,0	50,1	6,10	0,17	0,02	43,1
Drewno sosnowe	1,34	1,26	84,1	14,6	52,2	6,06	0,10	0,05	40,3
Kora bukowa	5,73	4,38	74,7	20,9	49,2	5,85	0,68	0,04	39,9

Tabela 2: Wyniki analizy technicznej i analizy elementarnej
dla koksów badanych paliw w stanie suchym

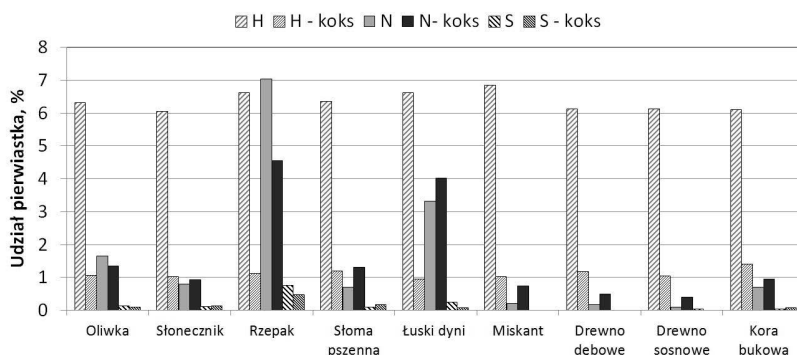
Paliwo	A	FC	C	H	N	S	O
-	%	%	%	%	%	%	%
Oliwka	29,7	70,3	66,7	0,75	0,95	0,07	1,83
Słonecznik	10,5	89,5	85,3	0,93	0,83	0,13	2,36
Rzepak	28,0	72,0	65,5	0,81	3,28	0,34	2,06
Słoma pszenna	35,0	65,0	62,5	0,78	0,86	0,11	0,78
Łuski dyni	12,8	87,2	79,3	0,84	3,51	0,08	3,43
Miskant	16,6	83,4	81,3	0,86	0,62	0,01	0,64
Drewno dębowe	3,4	96,6	92,4	1,15	0,48	0,02	2,53
Drewno sosnowe	7,9	92,1	90,2	0,97	0,37	0,03	0,51
Kora bukowa	17,3	82,7	76,7	1,17	0,79	0,06	3,98



Rys. 1: Zawartość węgla i tlenu w badanych biomasach i otrzymanych z nich koksach
(stan suchy bezpopiołowy)

siarki w paliwach wyjściowych i koksach w większości przypadków jest niższy lub zbliżony do niepewności oznaczenia zawartości siarki (0,06%). Nie pozwala to na dokładną analizę wyników i ogranicza możliwość określenia charakteru zmian w próbkach.

W tabeli 3 zestawiono wyniki oznaczeń ciepła spalania dla badanych paliw oraz koksów. Zamieszczono również określone na podstawie zależności (1)–(2) wyniki cie-



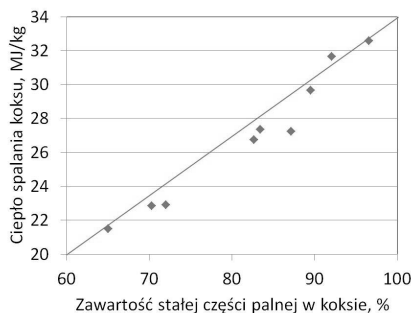
Rys. 2: Zawartość wodoru, azotu i siarki w badanych biomasach i otrzymanych z nich koksach (stan suchy bezpopiołowy)

pła spalania dla części lotnych wyrażonych w MJ/kg oraz udział procentowy ciepła uzyskanego ze spalania koksu i części lotnych danej próby odniesiony do całkowitego ciepła uzyskanego ze spalania badanej biomasy.

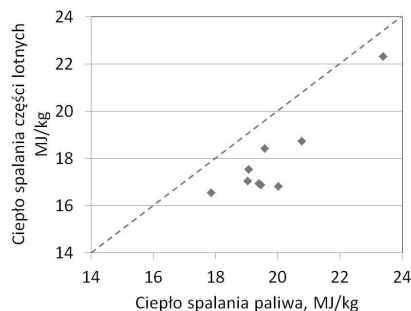
Tabela 3: Wartości ciepła spalania dla badanych paliw, ich kokсів i części lotnych wraz z podziałem ciepła na części lotne i kokсы

Paliwo	Q	Q _{FCA}	Q _V	q _{FCA}	q _V
-	MJ/kg	MJ/kg	MJ/kg	%	%
Oliwka	19,08	22,85	17,51	35,1	64,9
Słonecznik	20,03	29,67	16,81	37,1	62,9
Rzepak	19,59	22,89	18,40	30,9	69,1
Słoma pszenna	17,86	21,48	16,53	32,4	67,6
Łuski dyni	23,40	27,23	22,30	25,9	74,1
Miskant	19,05	27,36	17,02	28,2	71,8
Drewno dębowe	19,47	32,58	16,86	27,7	72,3
Drewno sosnowe	20,77	31,65	18,72	24,2	75,8
Kora bukowa	19,40	26,75	16,91	34,8	65,2

Uzyskane wartości ciepła spalania oraz udział ciepła ze spalania części lotnych zestawiono na rys. 3 i 4. Na rysunku 3 pokazano zależność ciepła spalania koksu od zawartości stałej części palnej w koksie. Ciepło spalania rośnie proporcjonalnie ze wzrostem zawartości części palnych. Odchylenia od linii trendu są spowodowane obecnością większej ilości składników niepalnych (azotu, tlenu) w niektórych kokсах. Na rysunku 4 zestawiono zależność ciepła spalania części lotnych od ciepła spalania paliwa wyjściowego. Wartość ciepła spalania części lotnych jest niższa niż ciepła spalania paliwa i zasadniczo rośnie ze wzrostem tego ciepła. Niższe ciepło spalania części lotnych jest następstwem obecności prawie całego tlenu zawartego w paliwie, który się wydziela w procesie odgazowania. Udział ciepła uzyskanego ze spalania części lotnych jest mniejszy niż udział części lotnych w paliwie i jest to konsekwencją niższej kaloryczności części lotnych w stosunku do pozostałości koksowej.



Rys. 3: Zależność ciepła spalania koksu od części palnej w koksie biomasy



Rys. 4: Zależność ciepła spalania części lotnych biomasy od ciepła spalania biomasy

5. PODSUMOWANIE

W pracy analizowano własności 9 biomas i koksów uzyskanych z tych biomas w procesie odgazowania w temperaturze 850°C. Stwierdzono, że uzyskane koksy zawierają przede wszystkim węgiel z niewielkim dodatkiem wodoru, azotu i tlenu. Ciepło spalania koksu jest wprost proporcjonalne do zawartości części palnych. Ciepło spalania części lotnych jest niższe niż ciepło spalania paliwa z uwagi na obecność tlenu z paliwa w częściach lotnych. Ilość ciepła powstającego ze spalania części lotnych w stosunku do całości ciepła ze spalania paliwa jest przez to niższa niż to wynika z udziału części lotnych w paliwie.

LITERATURA

- [1] Mohan D., Pittman Jr.Ch.U., Steele P.H., *Pyrolysis of Wood/Biomass for Bio-oil: A Critical Review*, Energy & Fuels, **20**, 848–889, 2006.
- [2] Peng J.H., Bi X.T., Sokhansanj S., Lim C.J., *Torrefaction and densification of different species of softwood residues*, Fuel, **111**, 411–421, 2013.
- [3] Heidenreich S., Foscolo P.U., *New concepts in biomass gasification*, Progress in Energy and Combustion Science, **46**, 72–95, 2015.
- [4] Huang H.-j., Yuan X.-z., *Recent progress in the direct liquefaction of typical biomass*, Progress in Energy and Combustion Science, **49**, 59–80, 2015.
- [5] Demirbas A., *Progress and recent trends in biofuels*, Progress in Energy and Combustion Science, **33**, 1–33, 2007.
- [6] Jenkins B.M., Baxter L.L., Miles Jr.T.R., Miles T.R., *Combustion properties of biomass*, Fuel Processing Technology, **54**(1-3), 17–46, 1998.
- [7] Vassilev S.V., Baxter D., Andersen L.K., Vassileva C.G., *An overview of the chemical composition of biomass*, Fuel, **89**(5), 913–933, 2010.
- [8] *Phyllis, database for biomass and waste*, Energy Research Centre of the Netherlands. <<http://www.ecn.nl/phyllis2/>>, Dostęp III2016.



Analiza kosztów instalacji usuwania zanieczyszczeń ze spalin metodą ozonowania

Dariusz Łuszkiewicz

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Katedra Temodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych
E-mail: dariusz.luszkiewicz@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *dr hab. inż. Maria Jędrusik, prof. PWr*

STRESZCZENIE

W pracy przedstawiono analizę ekonomiczną wykonaną dla 3 wariantów instalacji oczyszczania spalin metodą ozonowania. Analiza obejmowała instalację dla nowego (900 MW) i istniejącego (225 MW) bloku węglowego po wejściu w życie zapisów dyrektywy IED. Dodatkowo wykonano obliczenia mające na celu określenie kosztów metody przy uzyskiwaniu ultra niskich stężeń zanieczyszczeń, tzn. 30 mg/m^3 SO_2 i NO_x dla bloku o mocy 900 MW. Otrzymane wyniki analizy ekonomicznej porównano z dostępnymi w literaturze danymi dotyczącymi instalacji SCR (Selective Catalytic Reduction).

Na podstawie przedstawionych wyników można stwierdzić, że metoda ozonowania spalin jest konkurencyjna w stosunku do instalacji SCR, przy czym zastosowanie ozonowania spalin pozwala dodatkowo zredukować emisję rtęci metalicznej Hg^0 do atmosfery.

SŁOWA KLUCZOWE: *ozon, usuwanie NO_x i Hg^0 , ekonomika*

1. WPROWADZENIE

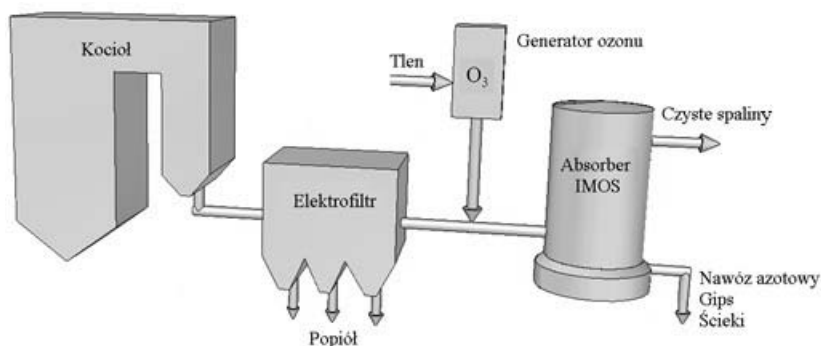
Metoda ozonowania spalin należy do grupy metod jednoczesnego usuwania tlenków azotu i dwutlenku siarki bazujących na utlenianiu trudno rozpuszczalnego NO do form wyżej utlenionych i absorpcji razem z dwutlenkiem siarki w absorberze IMOS (Instalacja Mokrego Odsiarczania Spalin) [1]. Prace nad metodami oksydacyjnymi są lub były prowadzone w wielu krajach, między innymi w USA, Danii oraz Japonii [2, 3, 4]. Badania prowadzono zarówno w skali laboratoryjnej, jak i pilotowej. Wiele prac

poświęcono doborowi odpowiedniego absorbentu oraz utleniacza NO. Jako najskuteczniejszy utleniacz tlenku azotu został wybrany ozon [5, 6]. Zaletą ozonu jest także jego skuteczność w utlenianiu rtęci metalicznej [7], co pozwala na jednoczesne usuwanie tlenków azotu, dwutlenku siarki oraz rtęci przy użyciu pojedynczej instalacji. Pionierem metody ozonowania jest firma BOC Gases (U.S.A.), która opracowała metodę LoTOx polegającą na podawaniu ozonu do spalin przed reaktorem oraz absorpcji produktów reakcji w alkalicznym absorbencie [8].

Obecnie na świecie pracuje ok. 30 instalacji przemysłowych oczyszczających spaliny tą metodą [9]. Prace nad metodą ozonowania są prowadzone również na Politechnice Wrocławskiej w skali laboratoryjnej oraz pilotowej na spalinach z kotła pyłowego OP-430 zlokalizowanego na terenie ZEC Kogeneracja Wrocław [10]. Badania na instalacji pilotowej pokazały, że metoda ta umożliwia prawie całkowite oczyszczenie spalin z tlenków azotu, dwutlenku siarki oraz zapewnia 85% stopień redukcji emisji rtęci metalicznej [10]. Wykazano, że ozonowanie sprzyja konwersji tlenków azotu i dwutlenku siarki do azotanów oraz siarczanów w cieczy posorbcyjnej, pozwala na komercyjne wykorzystanie odpadów powstających w instalacji [11]. Metoda ta może zostać użyta do przystosowania istniejących bloków węglowych do najnowszych standardów emisyjnych.

2. ZASADA DZIAŁANIA METODY OZONOWANIA SPALIN

Główną przeszkodą w równoczesnym usuwaniu NO_x i SO_2 ze spalin w mokrym skruberze jest duża różnica rozpuszczalności między dwutlenkiem siarki a tlenkami azotu [1]. Występujące w spalinach NO_x są mieszaniną tlenku (NO) i ditlenku azotu (NO_2), przy czym tlenek azotu jest praktycznie nierozpuszczalny, a ditlenek azotu jest słabo rozpuszczalny [12]. Problem rozwiązuje ich utlenienie do pentatlenku diazotu (N_2O_5), który jest bardzo dobrze rozpuszczalny [12] i w kontakcie z wodą tworzy kwas azotowy (HNO_3) reagujący z alkalicznymi absorbentami dając stabilne azotany [13]. Najskuteczniejszym utleniaczem jest ozon, który ma cenną zaletę łatwego utleniania NO do N_2O_5 oraz utlenianie rtęci metalicznej Hg^0 . Produkty utleniania są absorbowane razem z dwutlenkiem siarki w alkalicznym absorbencie. Podstawowe urządzenia wchodzące w skład instalacji ozonowania przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1: Schemat instalacji oczyszczania spalin za pomocą metody ozonowania

Na podstawie analizy danych literaturowych [14, 15, 16] ustalono, że czas połowicznego rozpadu ozonu w powietrzu o temperaturze 120°C jest na poziomie ok. 160 s.

W związku z tym ozon powinien być podany do rurociągu spalin za elektrofiltrem, gdzie temperatura spalin mieści się w granicach 110–130°C, co oznacza, że nie jest wymagane dodatkowe chłodzenie spalin przed dodaniem do nich ozonu. Dodatkowo ograniczenie zapylenia spalin przed dodaniem ozonu ogranicza możliwość zatykania iniektorów ozonu. Absorbentem w instalacjach ozonowania spalin mogą być: wodorotlenki sodu, potasu, wapnia bądź węglan wapnia (w postaci kamienia wapiennego) [1].

W przypadku istniejących bloków najbardziej rozpowszechnioną metodą odsiarczania jest metoda mokra wapienna. W wyniku wychwytu HNO_3 w absorberze, otrzymuje się azotan wapnia, który może być wykorzystany jako nawóz.

3. ZAŁOŻENIA ANALIZY EKONOMICZNEJ

W celu wykonania analizy ekonomicznej zdecydowano się przetestować 3 warianty instalacji ozonowania spalin:

- **Wariant I** Instalacja ozonowania spalin dla bloku zasilanego węglem kamiennym o mocy 200 MW przystosowująca spaliny do wymagań dyrektywy IED;
- **Wariant II** Instalacja ozonowania spalin dla nowego bloku o mocy 900 MW, poziom zanieczyszczeń zgodny z IED;
- **Wariant III** Instalacja ozonowania spalin dla nowego bloku o mocy 900 MW dla osiągnięcia ultra niskich stężeń zanieczyszczeń.

Wymagane stężenia zanieczyszczeń przed i za instalacją ozonowania przedstawiono w tab. 1. Założono, że w przypadku każdego z wariantów bloki są wyposażone w instalacje do redukcji tlenków azotu metodami pierwotnymi oraz spalany jest węgiel o niskiej zawartości siarki ($S^r < 1\%$).

Tabela 1: Stężenia zanieczyszczeń przed i za instalacją ozonowania

Wariant	Przed instalacją			Za instalacją		
	SO_2 mg/m^3_{ref*}	NO_x mg/m^3_{ref*}	Hg^0 $\mu\text{g/m}^3_{ref*}$	SO_2 mg/m^3_{ref*}	NO_x mg/m^3_{ref*}	Hg^0 $\mu\text{g/m}^3_{ref*}$
Wariant I				200	200	
Wariant II	2340	500	5	150	150	0,5
Wariant III				30	30	

**ref*- odnosi się do warunków referencyjnych, tzn. $T = 273 \text{ K}$, $P = 1013 \text{ hPa}$, $X < 0,005$ oraz $6\% \text{ O}_2$

Na podstawie założonych stężeń zanieczyszczeń oraz wyników badań eksperymentalnych [10], obliczono zapotrzebowanie na urządzenia oraz media niezbędne do działania instalacji. Analiza ekonomiczna nie obejmowała kosztów instalacji IMOS w żadnym z przedstawionych wariantów. Koszty inwestycyjne instalacji zostały wyznaczone metodą kosztów materiałowych, natomiast koszty eksploatacyjne wyznaczono na podstawie obliczonego zapotrzebowania na media konieczne do właściwego funkcjonowania instalacji.

4. CHARAKTERYSTYKA WYBRANYCH BLOKÓW

W celu określenia ilości mediów kierowanych do instalacji należy dokonać charakterystyki bloków przyjętych do analizy ekonomicznej. W przypadku wariantu I

wybrano blok parowym zasilany węglem kamiennym o mocy elektrycznej 225 MW z kotłem OP 650. Wybór bloku został podyktowany powszechnością stosowania kotłów takiego typu w Polsce. Kocioł OP-650 jest kotłem parowym, opalany pyłem węgla kamiennego, produkowanym przez Fabrykę Kotłów „Rafako” Racibórz. W Polsce zainstalowanych jest 37 jednostek tego typu. Sprawność kotła dla temperatury spalin za elektrofiltrem 120°C wynosi 91,5% [17]. W przypadku wariantu II i III wybrano referencyjny blok zasilany węglem kamiennym o mocy elektrycznej 900 MW. Blok jest wyposażony w kocioł o parametrach ultra nadkrytycznych, sprawność kotła do tego bloku przewiduje się na 94,5%, przy temperaturze spalin wylotowych 120°C. Sprawność obiegu przekracza 50%, natomiast sprawność wytwarzania energii elektrycznej (netto) wynosi ponad 49%. Parametry pary świeżej na wyjściu z kotła to 653°C i 30,3 MPa [18]. Strumienie objętości spalin wyznaczone na podstawie dostępnych charakterystyk paliwa dla bloku referencyjnego [18] przedstawiono w tab. 2.

Tabela 2: Obliczone strumienie spalin kierowanych do instalacji

Wariant	Strumień spalin w warunkach referencyjnych m_{ref}^3/s	Strumień spalin przed instalacją m^3/s
Wariant I	173	277
Wariant II	585	813
Wariant III	585	813

**ref*- odnosi się do warunków referencyjnych, tzn. $T = 273\text{ K}$, $P = 1013\text{ hPa}$, $X < 0,005$ oraz 6% O_2

5. ZAPOTRZEBOWANIE INSTALACJI NA MEDIA PROCESOWE

Na podstawie badań na instalacji pilotażowej umiejscowionej na terenie ZEC Kogeneracja Wrocław [10] wyznaczono wartość molowego współczynnika nadmiaru ozonu X_{NO} (mol O_3 /mol NO_x) dla każdego z wariantów instalacji (tab. 3).

Tabela 3: Wymagane skuteczności usuwania NO_x

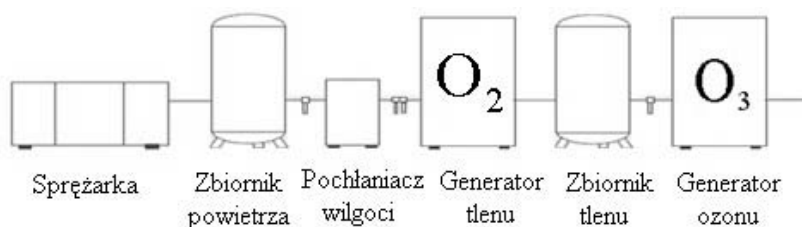
Wariant	Stopień redukcji NO_x %	X_{NO} mol O_3 /mol NO
Wariant I	60	1,75
Wariant II	70	2,0
Wariant III	94	2,5

Na podstawie przedstawionych danych wyznaczono zapotrzebowanie instalacji na tlen i ozon (tab. 4). Zapotrzebowanie na tlen wyznaczono przy założeniu koncentracji ozonu w tlenie na poziomie 10% [19]. Generatory ozonu dobrano korzystając z oferty firmy Degremont-technologies [19].

Tabela 4: Zapotrzebowanie instalacji na ozon i tlen

Wariant	Zapotrzebowanie na ozon kg/h	Zapotrzebowanie na tlen m^3/h	Urządzenia
Wariant I	229	2603	1x250 kg O_3 /h; 1x1750 Nm 3 /h
Wariant II	1030	6493	4x250 kg O_3 /h; 4x1750 Nm 3 /h
Wariant III	1730	12110	7x250 kg O_3 /h; 7x1750 Nm 3 /h

Ozon jest wytwarzany w generatorach ozonu za pomocą wyładowań elektrycznych wywołanych w środowisku bogatym w tlen [20]. Współczesne generatory ozonu mogą pracować zarówno na powietrzu, jak i na czystym tlenie. Wyższe stężenia ozonu używa się dla generatorów pracujących na tlenie, dlatego należało generatory ozonu wyposażyć w generatory tlenu. Do wytwarzania tlenu wybrano adsorpcyjne generatory działające w technologii VSA (Vacuum Swing Adsorption). Produkcja tlenu i ozonu musi się odbywać w specjalnie do tego przystosowanym budynku, ponieważ urządzenia je wytwarzające są wrażliwe na warunki atmosferyczne. Wyposażenie budynku produkcji tlenu i ozonu przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2: Wyposażenie budynku wytwarzania ozonu

6. WYNIKI ANALIZY EKONOMICZNEJ

6.1. Koszty Inwestycyjne

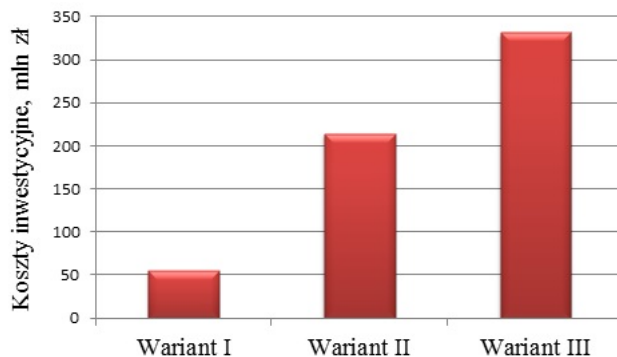
Koszty inwestycyjne rozpatrywanej instalacji oczyszczania spalin z NO_x wyznaczono metodą kosztów materiałowych. Całkowite koszty wykonania projektu obliczono na podstawie przyjętych wskaźników. Ceny urządzeń uzyskano od krajowych dystrybutorów, w przypadku cen otrzymanych w euro zastosowano kurs NBP z dnia 19.02.2016 4,39 zł/euro [21]. Na koszty materiałowe K_m budowy instalacji oczyszczania spalin składają się:

- Koszty zakupu urządzeń do wytwarzania tlenu i ozonu;
- Koszty przebudowy rurociągów spalin oraz montaż iniektorów ozonu;
- Budowa i wyposażenie budynku ozonowni;
- Koszty nieprzewidziane + 15%.

Wartość współczynników określających koszty realizacji projektu przedstawiono poniżej:

- Armatura i podłączenie mediów 5% K_m ;
- Dostawa i instalacja urządzeń 10% K_m ;
- AKPiA i układy sterujące 10% K_m ;
- Prace ziemne, fundamentowe i budowlane 5% K_m ;
- Dodatkowe układy i systemy 10% K_m ;
- Koszty nadzoru robót i konsultacji 10% K_m ;
- Koszty prac projektowych i przygotowawczych 5% K_m ;
- Koszty uruchomienia, ubezpieczeń oraz nieprzewidziane 10% K_m .

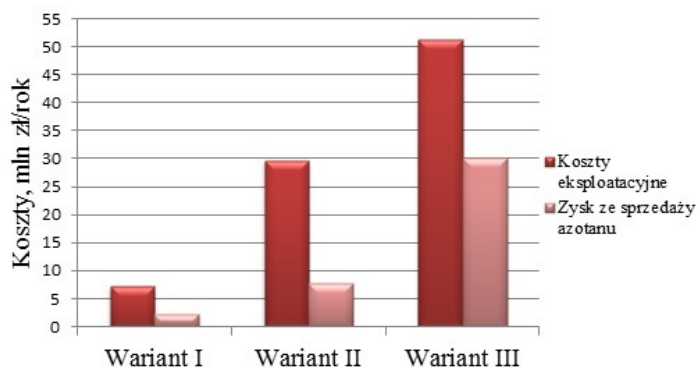
Koszty inwestycyjne instalacji w zależności od wariantu przedstawiono na rys. 3. Decydującym składnikiem kosztów instalacji ozonowania spalin są generatory tlenu i ozonu. Stanowią one ok. 74% kosztów materiałowych.



Rys. 3: Koszty inwestycyjne instalacji ozonowania spalin

6.2. Koszty eksploatacyjne instalacji

Na wielkość kosztów eksploatacyjnych największy wpływ ma koszt energii elektrycznej (171,87 zł/MWh [22]) zużywanej przez instalację deNOx. Zyski wynikające z pracy instalacji pochodzą ze sprzedaży powstałego w absorberze IMOS azotanu wapnia. Cena tego ubocznego produktu została oszacowana na podstawie ofert firm dostarczających azotan wapnia, jako dodatek do mieszanek betonowych i nawozowych [23]. Pomniejszono ją o 40% na marżę sprzedawcy i opakowania typu „big tank” oraz ze względu na występujące w nim zanieczyszczenia. Finalna cena produktu została oszacowana na 1280 zł/t. Obliczenia wykonano przy założeniu czasu pracy instalacji deNOx na 8000 h w ciągu roku. Jako sorbentu w absorberze natryskowym użyto kamienia wapiennego (104 zł/t [24]). Oszacowano zwiększenie zużycia sorbentu w instalacji IMOS. Koszty remontów i konserwacji przyjęto na poziomie 3% kosztów inwestycyjnych. Koszty eksploatacyjne instalacji oraz zyski z instalacji w zależności od wariantu przedstawiono na rys. 4.



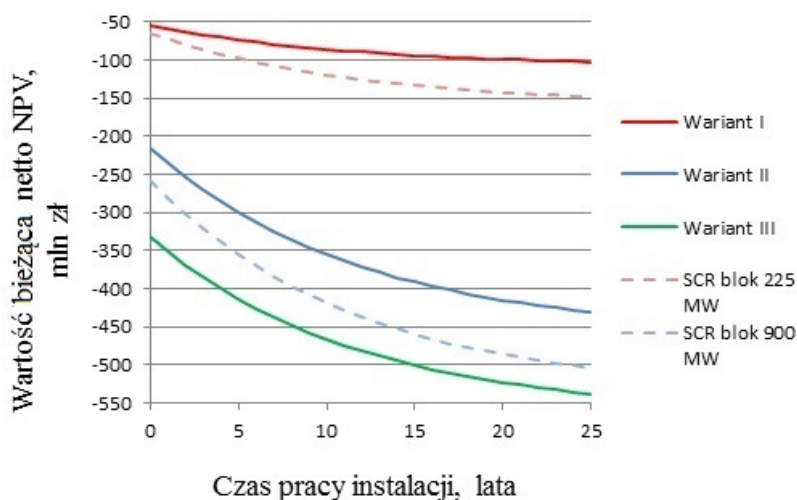
Rys. 4: Koszty eksploatacyjne oraz zyski ze sprzedaży azotanu wapnia

Najwyższe zyski ze sprzedaży azotanu są przewidywane dla wariantu trzeciego i stanowią one ponad połowę wysokości kosztów eksploatacyjnych instalacji.

7. PORÓWNANIE KOSZTÓW OZONOWANIA Z SCR

Koszty inwestycyjne instalacji SCR dla wybranych bloków ustalono na podstawie publikacji [25, 26] na poziomie 65 euro/kW. Koszty eksploatacyjne instalacji dla bloku 225 MW na poziomie 8,6 mln zł/rok, natomiast dla bloku 900 MW na poziomie 25,2 mln zł/rok [25]. Analiza ekonomiczna została przeprowadzona zgodnie z algorytmem zawartym w publikacji [27]. Założenia analizy przedstawiono poniżej, wyniki analizy przedstawiono na rys. 5:

- wszystkie nakłady poniesiono w roku zerowym;
- czas eksploatacji instalacji 25 lat;
- roczna inflacja 2%;
- stopa dyskontowa 9%;
- podatek dochodowy CIT 19%;
- amortyzacja liniowa.



Rys. 5: Porównanie kosztów instalacji ozonowania z SCR

Jak można zauważyć na rys. 5 instalacja ozonowania oraz instalacja SCR nie zwracają się w 25-letnim okresie eksploatacji. Instalacja ozonowania przynosi mniejsze straty ze względu na niższe koszty eksploatacyjne niż instalacja SCR. Głównym czynnikiem wpływającym na wysokie koszty eksploatacji instalacji SCR jest konieczność okresowej wymiany wkładów katalitycznych, które ulegają zużyciu. Instalacja ozonowania spalin posiada zdolność do redukcji emisji rtęci metalicznej, zyski z tego tytułu nie zostały uwzględnione ze względu na brak odpowiednich standardów emisyjnych.

8. PODSUMOWANIE

Przedstawione wyniki obliczeń projektowych oraz ekonomicznych pozwalają na wyciągnięcie następujących wniosków:

- metoda ozonowania spalin umożliwia usuwanie tlenków azotu, dwutlenku siarki oraz rtęci ze spalin w jednej instalacji;
- instalacja ozonowania spalin jest konkurencyjna w stosunku do instalacji SCR, a główny składnik kosztów inwestycyjnych instalacji stanowi zakup generatorów tlenu i ozonu (ok. 57% kosztów inwestycji), ponadto istotnym składnikiem kosztów eksploatacyjnych jest energia elektryczna zużywana na produkcję tlenu i ozonu (ok. 75% kosztów eksploatacji);
- koszty inwestycyjne instalacji ozonowania kształtują się na podobnym poziomie jak instalacji SCR w przypadku bloku o mocy 225 MW, natomiast dla bloku 900 MW instalacja ozonowania jest tańsza o 16,5%.

LITERATURA

- [1] Kuropka J., *Technologie oczyszczania gazów z dwutlenku siarki i tlenków azotu*, Politechnika Wrocławska, Wrocław 2012.
- [2] Stamate E., Jorgensen L., Jensen T.K., Chen W., Kristensen P.G., Tobiasen L., Simonsen P., Michelsen P.K., *Pilot test and optimization of plasma based DeNO_x*, Final Report PSO project No. 2006-1-6365, 2009.
- [3] Carpenter A.M., *Advances in multi-pollutant control*, IEA CLEAN COAL CENTRE, 2013.
- [4] Yamamoto T., Okubo M., Hayakawa K., Kitaura K., *Towards Ideal NO_x Control Technology using a Plasma-Chemical Hybrid Process*, IEEE Transactions on Industry Applications, **37**(5), 1492–1498, 2001.
- [5] Nelo S.K., Leskela K.M., Soholo J.J.K., *Simultaneous oxidation of nitrogen oxide and sulfur dioxide with ozone and hydrogen peroxide*, Chem. Eng. Technol., **20**, 40–42, 1997.
- [6] Jaroszyńska-Wolińska J., *Investigations of the chemical reactions of nitrogen oxides with ozone generated in low-temperature plasma*, Instytut Chemii i Technologii Jądrowej, Warszawa 2009.
- [7] Wang Z., Zhou J., Zhu Y., Wen Z., Liu J., Cen K., *Simultaneous removal of NO_x, SO₂ and Hg in nitrogen flow in a narrow reactor by ozone injection. Experimental results*, Fuel Process. Technol., **88**, 817, 2008.
- [8] Omar K., *Evaluation of BOC's Lotox process for the oxidation of elemental mercury in flue gas from a coal-fired boiler*, Topical report for Linde Group and U.S. Department of Energy by Western Research Institute (WRI-08-RO10), 2006.
- [9] *A pioneering NO_x removal technology for the power industry*, Modern Power Systems, May 2015
- [10] Głomba M., Kordylewski W., *Simultaneous removal of NO_x, SO₂, CO and Hg from flue gas by ozonation. Pilot plant studies*, Environment Protection Engineering, **40**(3), 113–125, 2014.
- [11] Głomba M., Kordylewski W., Łuszkiewicz D., *Usuwanie produktów utleniania SO₂, NO_x i Hg ozonem w węźle absorpcji*, Inżynieria i Ochrona Powietrza, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 152–161, 2014.
- [12] Sander R., *Compilation of Henry's Law Constants for Inorganic and Organic Species of Potential Importance in Environmental Chemistry*, Air Chemistry Department, Max-Planck Institute of Chemistry, Germany, 1999.

- [13] Głowiński J., Biskupski A., Słonka T., Tylus W., *Absorption of nitrogen oxides at the final stage of ammonium nitrite production*, Chem. Process Eng., **30**, 217–229, 2009.
- [14] Intezarova E.I., Kondrat'ev V.N., *Thermal decomposition of ozone*, Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Division of Chemical Science, Vol. 16, Issue 11, 2326–2331, 1967.
- [15] Jones W., Davidson N., *The thermal decomposition of ozone in a shock tube*, J. Am. Chem. Soc., **84** (15), 2868–2878, 1962.
- [16] Zhou N., Krishnan A., Kudriatsev V., Brichko Y., *Numerical study of TEOS/O₃TEOS/O₃ CVD mechanisms in an industrial reactor*, Fifth International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, RTP'97, 257–268, 1997.
- [17] *Katalog wyrobów firmy Rafako*, Racibórz 2015.
- [18] Chmielniak T., *Dane wejściowe do prac projektowych i analiz konstrukcyjnych dla opracowywanego w ramach projektu bloku referencyjnego*, PROGRAM STRATEGICZNY ZAAWANSOWANE TECHNOLOGIE POZYSKIWANIA ENERGII, ZAD.1, 22.07.2010, Gliwice.
- [19] <http://www.Degrement-technologies.com>
- [20] Ozonek J., *Analiza procesów wytwarzania ozonu dla potrzeb ochrony środowiska*, Polska Akademia Nauk, **13**, Lublin 2003.
- [21] <http://www.nbp.pl/home.aspx?f=/statystyka/kursy.html>
- [22] Informacja prezesa URE nr. 2/2016 z dnia 13.02.2016, Warszawa.
- [23] <http://meex.pl/>
- [24] <http://www.lhoist.pl/pdf/cenniki/cennik-opo.pdf>
- [25] Żmuda R., Pozzobon E., Higgins B., Kinal E., Śliwińska M., *Odazotowanie spalin – kombinacja metod pierwotnych oraz wtórnych katalitycznych optymalnym rozwiązaniem dla sprostania emisjom NO_x na poziomie 100 mg/m³*, 12 Międzynarodowa Konferencja Kociołowa, Szczyrk 2014.
- [26] <http://www.wnp.pl>
- [27] Skorek J., Kalina J., *Gazowe układy kogeneracyjne*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 2005.



Obliczenia numeryczne spalania paliw gazowych

Wojciech Pospolita

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Zakład Mechaniki i Systemów Energetycznych
E-mail: wojciech.pospolita@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *prof. dr hab. inż. Krzysztof Jesionek*

STRESZCZENIE

Modelowanie numeryczne procesów spalania jest wymagającym zagadnieniem naukowym oraz inżynierskim ze względu na złożoność procesu. Jednakże konieczność ciągłego rozwoju energetyki w kierunku nisko emisyjnych technologii spalania powoduje, że modelowaniu tych procesów poświęca się coraz więcej uwagi. Wynika to m.in. z faktu, że zastosowanie metod numerycznych pozwala na uzyskanie znacznych oszczędności przy projektowaniu instalacji spalania paliw przez wyeliminowanie konieczności budowy kosztownych prototypów. Modelowanie numeryczne umożliwia także na wcześniejsze dokładne określenie zachowania układu przy zmianie paliwa. W artykule zaprezentowano zastosowanie modelu spalania dyfuzyjnego oraz najważniejsze równania, które go opisują. W drugiej części artykułu przedstawiono własne wyniki prac, w których wykorzystano komercyjny kod numeryczny Ansys Fluent 16.0 do modelowania procesu spalania mieszaniny gazu w hipotetycznej komorze spalania.

SŁOWA KLUCZOWE: *paliwa gazowe, obliczenia numeryczne, spalanie*

1. WPROWADZENIE

Spalanie paliw gazowych w celach energetycznych jest technologią, której rozwój pokrywa się z polityką ochrony środowiska. Proces ten charakteryzuje się bowiem wyższą sprawnością oraz mniejszą emisją zanieczyszczeń niż w przypadku konwencjonalnych elektrowni węglowych. Wpisuje się także w możliwość zwiększenia udziału energetyki rozproszonej w strukturze wytwarzania energii. Jest to możliwe w wyniku wykorzystania technologii spalania biogazu, gazu wysypiskowego lub gazu odpadowego z procesów przemysłowych. Jednakże w celu zaprojektowania optymalnej pod

względem sprawności instalacji, każdorazowo wymagane są czasochłonne i kompleksowe obliczenia. Dzięki rosnącej mocy obliczeniowej komputerów oraz stale udoskonalanym kodom numerycznym, większość tej pracy może zostać wykonana poprzez obliczenia numeryczne. Umożliwiają one badanie zjawisk fizycznych, których obserwacja w warunkach rzeczywistych wymagałaby drogiej i skomplikowanej aparatury lub byłaby niebezpieczna, jak w przypadku badań w warunkach wysokiego ciśnienia i temperatury. Metody te pozwalają również uchwycić procesy, których bezpośredni pomiar jest technicznie niewykonalny jak np. pola temperatur i prędkości wewnątrz komory spalania. W artykule przedstawiono przykład zastosowania komercyjnego kodu numerycznego Ansys Fluent 16.0 do symulowania reakcji spalania mieszaniny gazów. Uzyskane wyniki porównano z właściwościami gazów podawanymi w literaturze.

2. MODEL NUMERYCZNY SPALANIA GAZU

Spalaniem nazywamy szybko przebiegającą reakcję chemiczną, podczas której cząstki palne reagują z tlenem, czemu towarzyszy wydzielanie się ciepła oraz znaczny wzrost temperatury. Spalanie jest reakcją łańcuchową gdyż przejście reagentów od stanu początkowego do końcowego odbywa się wieloetapowo. Na skutek rozpadu cząstki palnej, powstałe produkty mogą łączyć się z reagentami początkowymi, jak i między sobą, podtrzymując przebieg reakcji. W przypadku modelowania reakcji spalania, istotny jest właściwy dobór modelu matematycznego. Znaczna część modeli znajduje bowiem swoje zastosowanie wyłącznie dla jednego typu spalania (dyfuzyjne, kinetyczne, dyfuzyjno-kinetyczne) oraz dla wybranego rodzaju paliwa [1].

2.1. Model Fluent Non-premixed Combustion

Zjawisko opisywane modelem Fluent Non-premixed Combustion odpowiada spalaniu dyfuzyjnemu, czyli takiemu w którym paliwo i powietrze łączy się dopiero w komorze spalania. Spotykane jest ono w bardzo szerokim spektrum urządzeń, od palników Bunsena po silniki Diesla. W trakcie prowadzenia obliczeń numerycznych tego procesu ważne jest określenie lokalnego stężenia palnych i niepalnych składników, zwyczajowo oznaczanego przez f i opisywanego równaniem:

$$f = \frac{Z_i - Z_{i,ox}}{Z_{i,fuel} - Z_{i,ox}} \quad (1)$$

gdzie: Z_i to stężenie masowe składnika i , $Z_{i,ox}$ utleniacza, a $Z_{i,fuel}$ paliwa. Wielkość ta wyrażona jest stosunkiem mas atomowych. Uwzględnia on pojedyncze atomy, jak i całe cząsteczki. Dzięki występowaniu turbulencji, która intensyfikuje mieszanie się składników, równanie określające lokalną koncentrację składnika (i) przyjmuje formę:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho f_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} f_i) = \nabla \cdot (\rho D_i \nabla f_i) \quad (2)$$

gdzie: $\vec{v}$ jest wektorem prędkości, ρ – gęstością mieszaniny, D_i – współczynnikiem dyfuzji.

Oprócz znajomości lokalnej koncentracji składnika mieszanki, w celu rozwiązania postawionego zagadnienia istotne jest jednoznaczne wyznaczenie ciśnienia (p), temperatury (T), gęstości (ρ) oraz prędkości ($\vec{v}$) w przestrzeni obliczeniowej. Prędkość przepływu mieszanki obliczana jest z jednowymiarowego równania zachowania masy dla

ruchu ustalonego [3]:

$$\rho \vec{v} = \text{const} \quad (3)$$

W trakcie przebiegających w komorze spalania procesów chemicznych generowane są nowe związki (oznaczane indeksem i), które wpływają na lokalne zmiany w warunkach przepływowych. Zależność opisująca tę część zagadnienia to:

$$\rho \frac{\partial f_i}{\partial t} = D_i \rho \frac{\partial f_i}{\partial z} - \rho \vec{v} \frac{\partial f_i}{\partial z} + r_i \quad (4)$$

gdzie: $\vec{v}$ – prędkość fazy gazowej, D_i – współczynnikiem dyfuzji, r_i – współczynnik szybkości przebiegu reakcji.

Temperaturę obliczono za pomocą równania określającego zasadę zachowania energii, dodatkowo rozszerzonego o część odpowiedzialną za reakcje chemiczne. W pracy [4] przedstawiono je następująco:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \sum_i h_i r_i - (\rho v c_p + \sum_i j_i c_{pi}) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5)$$

gdzie: λ – przewodność cieplna, c_p – ciepło właściwe.

Gęstość jest obliczona z równania stanu gazu:

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (6)$$

gdzie: T – temperatura mieszaniny, R – uniwersalna stała gazowa.

2.2. Wodór jako paliwo

Jednym z gazów palnych, które zostały wykorzystane w przeprowadzonej symulacji, był wodór. Do pozytywnych stron użycia wodoru jako paliwa w procesach energetycznych należy jego wysoka wartość opałowa, o rząd wielkości większa od innych paliw gazowych, oraz najwyższy stosunek energii do masy. Kolejną zaletę stanowi fakt, że produktem spalania wodoru jest para wodna, co skutkuje brakiem emisji zanieczyszczeń, zwłaszcza dwutlenku węgla [5]. Ze względu na fakt zawartość azotu w powietrzu i wysoką temperaturę spalania, produktem spalania są również NO_x , jednak poziom ich emisji jest znacznie niższy w porównaniu do tradycyjnych źródeł wytwarzania energii. Należy także mieć na uwadze, że wodór jest jednym z najbardziej rozpowszechnionych pierwiastków w przyrodzie, zatem jego zasoby są praktycznie niewyczerpalne. Do wad stosowania wodoru w celach energetycznych należy przede wszystkim jego wybuchowość oraz trudności w magazynowaniu. Niska energia zapłonu, wysoka energia wybuchu i szeroki zakres palności sprawiają, że wykorzystanie wodoru wiąże się z dużym ryzykiem eksplozji. Inicjacja wybuchu może nastąpić samoczynnie, np. w trakcie przetwarzania gazu, ze względu na jego niską przewodność elektryczną, która sprzyja kumulowaniu się ładunków elektrostatycznych. Wodór charakteryzuje się także wysoką prędkością spalania, o rząd wielkości wyższą od paliw węglowodorowych. Prędkość spalania rozumiana jest jako szybkość propagacji płomienia w mieszaninie palnej. Charakterystyka prędkości spalania wodoru w zależności od jego udziału w mieszaninie wykazuje, że nawet niewielka zmiana składu mieszaniny palnej spowoduje duże zmiany w procesie spalania. Przejawiać się to może spalaniem wybuchowym, które jest zjawiskiem negatywnym mogącym uszkodzić komorę spalania [6].

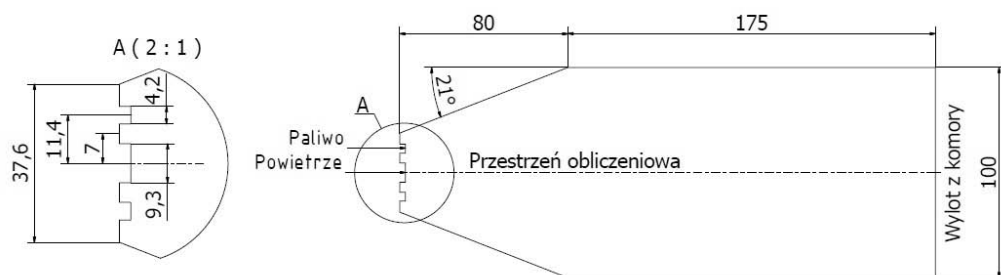
3. OBLICZENIA NUMERYCZNE SPALANIA MIESZANINY GAZÓW

Obliczenia prowadzono w formie symulacji numerycznej spalania mieszaniny metanu i wodoru w hipotetycznej, dwuwymiarowej komorze spalania. Skład mieszaniny zmieniano w ten sposób, że udział masowy wodoru w paliwie wynosił odpowiednio 0%, 25%, 50%, 75% i 100%. Skład mieszaniny został wybrany ze względu na duże różnice we właściwościach spalania obu gazów. Wodór charakteryzuje się najwyższą prędkością spalania pośród gazów [7] oraz dwukrotnie większym od metanu zapotrzebowaniem powietrza do spalania. Dzięki temu zwiększanie jego udziału w mieszance spowoduje widoczne efekty. Strumień powietrza był utrzymywany na stałym poziomie. Wybrane właściwości metanu i wodoru przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1: Wybrane właściwości wodoru i metanu [8]

Gaz	Prędkość spalania, m/s	Teoret. zapotrzeb. powietrza, kg/kg	Temper. spalania, K
Wodór	3,25	34,6	2235
Metan	0,448	17,2	2043

Sposób doprowadzania paliwa wykorzystany w obliczanym przypadku miał za zadanie symulować zjawisko spalania dyfuzyjnego. Schemat komory spalania wraz z wymiarami oraz umiejscowieniem warunków brzegowych został ukazany na rysunku 1.

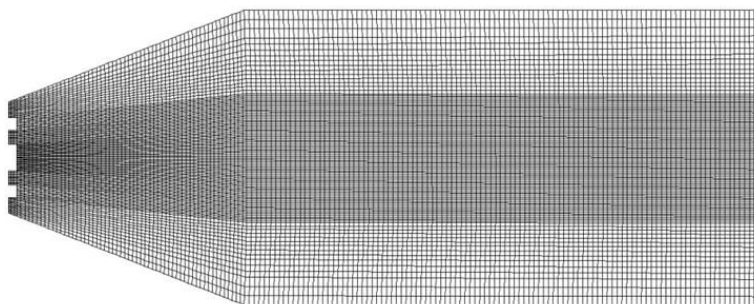


Rys. 1: Geometria komory spalania. Wymiary podano w mm

Bazując na opracowanej geometrii przygotowano strukturalną siatkę numeryczną. Siatka została dodatkowo zagęszczona w osi komory, gdyż występują tam zwykle największe gradienty prędkości oraz temperatury. Ostatecznie siatka numeryczna zawierała 187 000 elementów. Strukturę siatki przedstawiono na rys. 2. Istotną kwestią w przypadku obliczeń numerycznych jest dobór odpowiednich warunków brzegowych. Strumień powietrza oraz paliwa określony został prędkościami na krawędziach wlotowych. Wylot z komory reprezentowany jest warunkiem Pressure–Outlet z określoną wartością ciśnienia, odpowiadającą ciśnieniu atmosferycznemu. Zestawienie warunków brzegowych zaprezentowano w tabeli 2.

Tabela 2: Zadane warunki brzegowe

Nazwa	Wartość	Jednostka
Inlet Air	0,5	m/s
Inlet Fuel	0,45	m/s
Outlet	101325,0	Pa

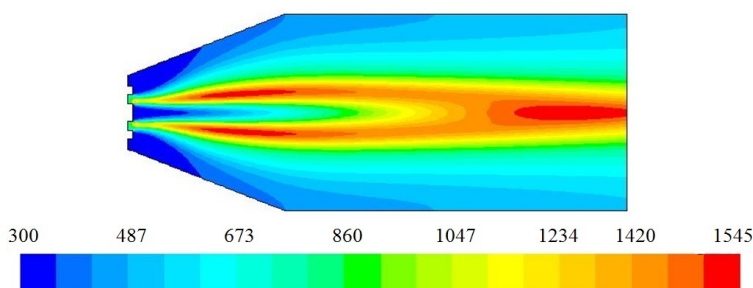


Rys. 2: Siatka numeryczna wykorzystana przy obliczeniach

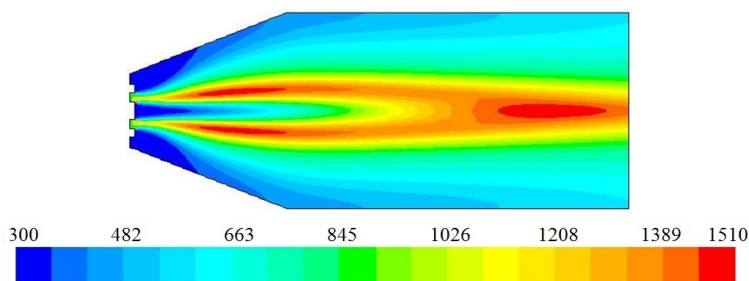
W celu skrócenia czasu obliczeń wprowadzono pewne uproszczenia. Do najważniejszych należy brak uwzględnienia zjawiska radiacji oraz strat ciepła do ścianek komory spalania.

4. WYNIKI

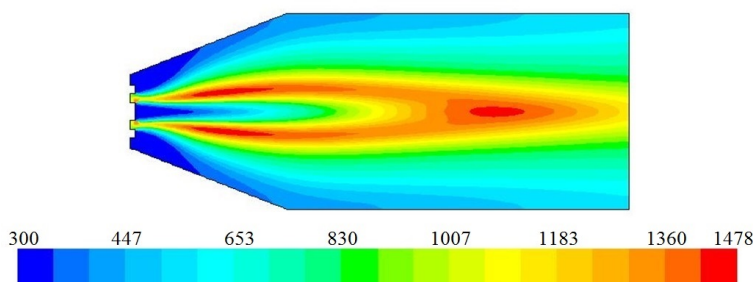
Przeprowadzone obliczenia numeryczne pozwoliły na uzyskanie rozkładu temperatury spalania dla analizowanych składów mieszanki paliwowo-powietrznej. Zgodnie z literaturą [9] najwyższa temperatura w komorze spalania występuje na granicy dyfuzji między powietrzem a paliwem. Jest to strefa bezpośredniego tworzenia i spalania się mieszanki. Przedstawiony kształt komory oraz sposób podania paliwa i powietrza nie wywołał w żadnym przypadku powstania stref recyrkulacji. Przejawia się to wyraźnym gradientem temperatury w obrębie wlotu powietrza i paliwa. Zwiększenie zawartości wodoru w paliwie znacząco skraca długość płomienia, rys. 3 i 7. Wynika to m.in. z faktu szybszego spalania się wodoru niż metanu oraz niedostatecznej ilości powietrza podawanego do spalania, a ta była utrzymywana na stałym poziomie. Wzrost zawartości wodoru powoduje też uzyskanie miejscowo najwyższej temperatury rys. 7, co stanowi konsekwencję wysokiej temperatury spalania wodoru. Jednakże w całej komorze spalania, średnia temperatura jest niższa wraz ze wzrostem zawartości wodoru. Gaz ten wymaga bowiem większej niż metan ilości powietrza do spalania.



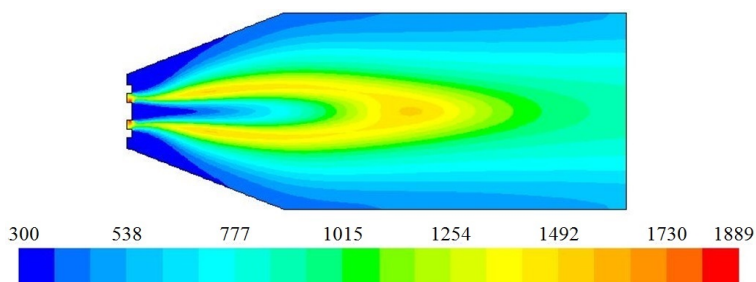
Rys. 3: Rozkład temperatury w komorze spalania dla 100% metanu.
Wartość podana w K



Rys. 4: Rozkład temperatury w komorze spalania dla 25% udziału wodoru w paliwie.
Wartość temperatury podano w K

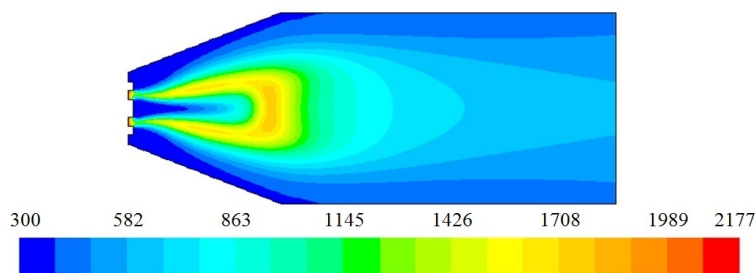


Rys. 5: Rozkład temperatury w komorze spalania dla 50% udziału wodoru w paliwie.
Wartość temperatury podano w K

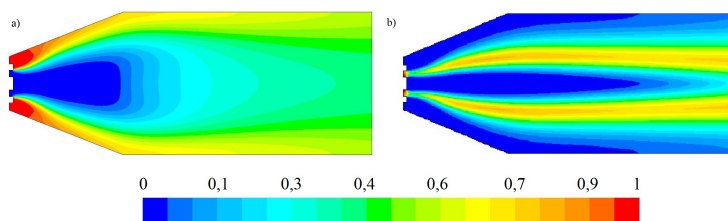


Rys. 6: Rozkład temperatury w komorze spalania dla 75% udziału wodoru w paliwie.
Wartość temperatury podano w K

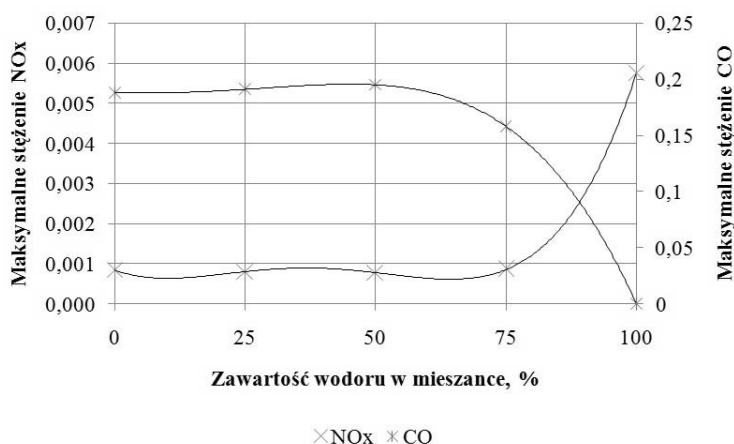
Zawartość niespalonego wodoru w obszarze wylotowym oznacza, że spalanie zachodziło w warunkach niestechiometrycznych. Część dostarczanego paliwa nie ulega spalaniu i wypływa z komory bez udziału w reakcji (rys. 8). Wzrost zawartości wodoru spowodował także nagłe zwiększenie emisji termicznych NO_x , w tym nagły skok tej wartości powyżej 1500 K, co odpowiada mechanizmowi Zeldowicza (rys. 9). Spadek emisji CO jest związany ze spadkiem zawartości metanu jako źródła węgla w mieszance. Otrzymane charakterystyki odpowiadają wynikom badań podanym w [10].



Rys. 7: Rozkład temperatury w komorze spalania dla 100% wodoru w paliwie. Wartość podana w K



Rys. 8: Udział masowy H_2 dla a) 100% wodoru, b) 100% metanu



Rys. 9: Stężenie NO_x i CO w zależności od zawartości wodoru w mieszance palnej

5. PODSUMOWANIE

Metody numeryczne stanowią dynamicznie rozwijającą się dziedzinę nauki. Wiąże się to ze wzrostem mocy obliczeniowej komputerów oraz korzyściami ekonomicznymi w postaci obniżenia kosztów wdrożenia nowych rozwiązań konstrukcyjnych przez przemysł. Istotnym obszarem zastosowania tych metod jest modelowanie numeryczne spalania gazu. Właściwy dobór modelu spalania oraz warunków brzegowych umożliwia uzyskanie wstępnych wyników pozwalających na późniejsze optymalne zaprojektowanie palników lub komór spalania. Potwierdzają to otrzymane rezultaty, które zgodne są z literaturą oraz krytyczną analizą inżynierską. Skład wybranej mieszanki palnej wyka-

zał także, że spalanie wodoru emituje mniej zanieczyszczeń do atmosfery niż spalanie paliw węglowodorowych. Oznacza to, że spalanie wodoru może stanowić alternatywę dla tych paliw w sektorze energetycznym.

LITERATURA

- [1] Poinso T., Veynate D., *Theoretical and Numerical Combustion, Second Edition*, Edwards, Philadelphia 2005.
- [2] *Ansys Fluent 16.0 Theory Guide*.
- [3] Bicsák A., Hornyák A., Veress A., *Numerical Simulation of Combustion Processes in a Gas Turbine*, AIP Conference Proceedings, **1493**(1), 140–148, 2012.
- [4] Obiegło A., Gass J., Poulikakos D., *Comparative Study of Modeling a Hydrogen Nonpremixed Turbulent Flame*, Combustion and Flame, **122**, 176–194, 2000.
- [5] Surygała J., *Wodór jako paliwo*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 2008.
- [6] Gieras M., *Komory spalania silników turbinowych. Organizacja procesu spalania*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2010.
- [7] Szkarowski A., *Spalanie gazów. Teoria, praktyka, ekologia*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 2014.
- [8] Kordylewski W., *Spalanie i paliwa*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2008.
- [9] Glassman I., Yetter R.A., *Combustion. Fourth edition*, Elsevier Inc. Londyn 2008.
- [10] Shih H.-Yi., Chi-Rong Liu., *A computational study on the combustion of hydrogen/methane blended fuels for a micro gas turbines*, Hydrogen Energy, **39**, 15103–15115, 2014.



Redukcja CO₂ w środowisku plazmy mikrofalowej

Mateusz Wnukowski

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Zakład Kocioł, Spalania i Procesów Energetycznych
E-mail: mateusz.wnukowski@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *prof. dr hab. inż. Włodzimierz Kordylewski*

STRESZCZENIE

W pracy zostały przedstawione wyniki dotyczące redukcji dwutlenku węgla w środowisku plazmy mikrofalowej. Na przykładzie gazu generatorowego otrzymanego ze zgazowania osadów ściekowych wykazano, że zastosowanie plazmy mikrofalowej jako techniki kondycjonowania gazu, umożliwia redukcję CO₂ i wzrost zawartości CO. W artykule zaprezentowano ponadto wyniki analiz polegających na wprowadzeniu do plazmy mikrofalowej samego dwutlenku węgla oraz CO₂ z dodatkiem metanu. Otrzymane wyniki wykazały faktyczną redukcję dwutlenku węgla do tlenku węgla, zarówno w obecności CH₄, jak i bez CH₄. Dodatek CH₄ umożliwił konwersję na poziomie nawet powyżej 80%, podczas gdy jego brak skutkowało konwersją na poziomie kilkunastu procent. Wyniki te są istotne w kontekście kondycjonowania gazu generatorowego – zastosowanie plazmy mikrofalowej umożliwia nie tylko usunięcie związków węglowodorowych, takich jak smoły, ale również pozwala na znaczną poprawę składu gazu generatorowego.

SŁOWA KLUCZOWE: *zgazowanie, dwutlenek węgla, plazma mikrofalowa*

1. WPROWADZENIE

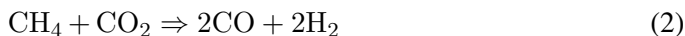
Zgazowanie jest jedną z podstawowych, obok spalania i pirolizy, metod termochemicznej utylizacji paliw. Umożliwia ona pośrednią produkcję ciepła i energii elektrycznej, a jej produkty, tzw. gaz syntezowy, mogą być użyte do wytworzenia szerokiej gamy związków organicznych. Wraz z rosnącym zainteresowaniem procesem zgazowania, nie tylko w przypadku badań laboratoryjnych, ale również na skalę przemysłową, wzrasta również świadomość problemów związanych z tym procesem. Jednym z głównych

czynników limitujących szerokie i powszechne wykorzystanie zgazowania są smoły. Smoły to mieszanina związków aromatycznych, wielopierścieniowych węglowodorów aromatycznych i związków heterocyklicznych [1]. Ze względu na swoją lepkość i tendencję do kondensowania związki smół mogą być źródłem wielu awarii [2]. Co więcej, są to związki kancerogenne, dodatkowo będące źródłem energii trudnej do utylizacji. Duży udział smół w produktach zgazowania jest szczególnie charakterystyczny dla biomasy. Wykorzystanie tego typu paliw wymaga opracowania skutecznej i niezawodnej metody usuwania bądź konwersji smół.

Metody służące redukcji zawartości smół dzieli się na pierwotne i wtórne [1]. Metody pierwotne polegają na kontroli warunków procesu zgazowania, tj. geometrii zgazowarki, temperatury, jakości i ilości czynnika zgazowującego czy właściwości paliwa [3]. Metody wtórne charakteryzują się wykorzystaniem urządzeń zewnętrznych, dodatkowych reaktorów, jak i znacznie głębszym usunięciem smół. Do tego typu metod zaliczyć można metody plazmowe.

Plazma jest charakterystycznym medium, zazwyczaj związanym z wysoką temperaturą oraz obecnością cząstek aktywnych, tj. elektronów, jonów, rodników i cząstek wzbudzonych [4]. Te dwie cechy wydają się szczególnie istotne dla konwersji smół. Reforming smół i jej składników z wykorzystaniem plazmy może być przeprowadzony w różnych reaktorach. Dotychczasowe badania skupiały się na reaktorach z wyładowaniem koronowym (corona plasma) [5, 6] i ze ślizgającym się wyładowaniem łukowym (gliding arc plasma) [7, 8]. Możliwe jest również wykorzystanie plazmy mikrofalowej [9].

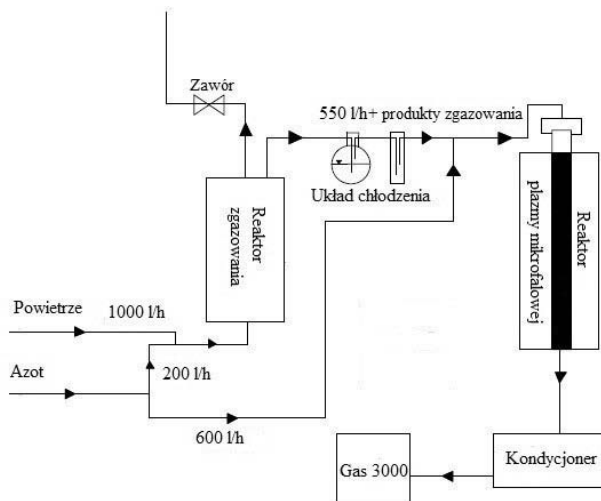
Autorowi niniejszej pracy udało się przeprowadzić badania nad wykorzystaniem plazmy mikrofalowej w reformingu gazu otrzymanego ze zgazowania osadów ściekowych [10]. Oprócz zmniejszenia zawartości węglowodorów, zaobserwowano również wzrost udziału tlenku węgla i znaczną redukcję dwutlenku węgla. Ze względu na właściwości plazmy, tj. wysoką temperaturę i obecność cząstek wzbudzonych, możliwe są dwie drogi redukcji dwutlenku węgla w tego typu medium. Pierwszą z nich jest endotermiczna reakcja redukcji CO_2 na węglu. Źródłem węgla może być sadza, co skutkuje zachodzeniem reakcji Boudouarda (równ. (1)), lub węglowodory – wtedy redukcja zachodzi według reakcji suchego reformingu (równ.(2)). Druga droga to reakcja dysocjacji dwutlenku węgla (równ. (3)). Reakcja ta może przebiegać poprzez wzbudzenie cząstek CO_2 w wyniku działania elektronów albo wskutek wysokiej temperatury, która przy obniżonym ciśnieniu powinna wynosić przynajmniej 3000 K [11]. W drugim przypadku ważne jest też szybkie schłodzenie produktów, by zapobiec odwrotnej reakcji utleniania CO.



Celem niniejszej pracy było zweryfikowanie faktycznego występowania obydwu typów reakcji w reaktorze plazmy mikrofalowej oraz określenie, w przypadku potwierdzenia występowania obu typów reakcji, która z nich ma dominujący wpływ na redukcję zawartości dwutlenku węgla.

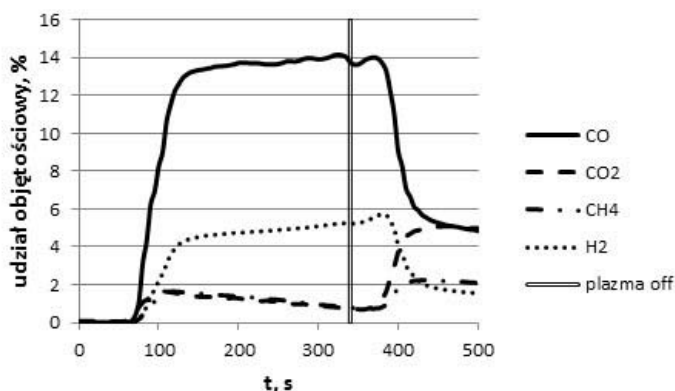
2. ZGAZOWANIE OSADÓW ŚCIEKOWYCH

Gaz generatorowy otrzymano poprzez zgazowanie w złożu stałym około 650 g osadu ściekowego. Jako czynnik zgazowujący zastosowano powietrze, którego strumień wynosił 1000 l/h (w 15°C). Zadana temperatura reaktora wynosiła 700°C. Schemat układu z reaktorem zgazowania i plazmy przedstawiono na rys. 1.



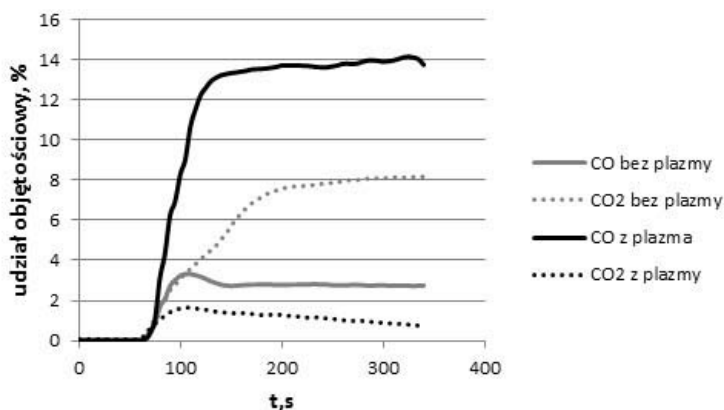
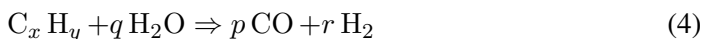
Rys. 1: Schemat układu

Rysunek 2 przedstawia udziały objętościowe podstawowych składników gazu generatorowego po jego przejściu przez reaktor plazmy mikrofalowej. Na rysunku widoczny jest również moment wyłączenia plazmy oraz związana z tym zmiana stężeń składników gazu. Wykresy wyraźnie wykazują, że brak plazmy skutkowało odwróceniem proporcji analizowanych składników – widać znaczący spadek zawartości tlenku węgla oraz wodoru przy jednoczesnym wzroście udziału dwutlenku węgla oraz metanu. Podobne wyniki uzyskano przeprowadzając dwie próby w identycznych warunkach,



Rys. 2: Wpływ plazmy mikrofalowej na skład gazu generatorowego

różniące się zastosowaniem lub brakiem udziału plazmy w procesie. Rysunek 3 pokazuje, że użycie plazmy pozwoliło na zwiększenie udziału tlenku węgla z około 3% do blisko 14%. Jednocześnie zawartość dwutlenku węgla spadła z około 8% do poniżej 1%. Należy mieć na uwadze, że w gazie występowały również węglowodory, nie tylko w postaci metanu, które w wyniku reakcji takich jak suchy reforming (równ. (2)) i reforming parą wodną (równ. (4)) mogły przyczynić się do wzrostu udziału tlenku węgla, jak i redukcji dwutlenku węgla.



Rys. 3: Wpływ plazmy mikrofalowej udział tlenku i dwutlenku węgla

3. REDUKCJA CO₂

W tabeli 1 przedstawiono wyniki redukcji dwutlenku węgla w plazmie mikrofalowej. Próby przeprowadzono dla czterech różnych stężeń przy całkowitym strumieniu gazu plazmotwórczego wynoszącym 20 l/min (15°C). Otrzymane wyniki wykazują faktyczną redukcję CO₂ do CO.

Tabela 1: Wyniki konwersji CO₂ w plazmie mikrofalowej

CO _{2p} , %	CO _{2k} , %	CO, %	O ₂ , %	η, %	CO _z /CO _t
2,94	2,51	0,62	0,08	14,6	1,44
4,66	4,06	0,83	0,13	12,9	1,38
6,44	5,63	1,13	0,21	12,6	1,40
8,20	7,33	1,28	0,28	10,6	1,47

Ze względu na przebieg reakcji dysocjacji dwutlenku węgla (3), podczas pomiarów podjęto również próbę identyfikacji tlenu. Wyniki pokazują, że wraz ze wzrostem początkowym stężenia CO₂ rośnie również zawartość tlenku węgla i tlenu w produktach. O ile trendy zaobserwowane wraz ze zmianą stężenia oraz sama obecność identyfikowanych związków wydają się logiczne i potwierdzają zachodzenie reakcji dysocjacji, o tyle pewne nieścisłości wiążą się z bilansem molowym. Zgodnie z równaniem (3) zawartość tlenku węgla powinna wzrosnąć o tyle, o ile zmniejszył się udział CO₂. Ta

niezgodność wyniku najprawdopodobniej z pracy analizatora w dolnym zakresie pomiarowym, gdzie mogą występować duże błędy pomiarowe. W celu unaocznienia tego, w tabeli 1 przedstawiono współczynnik CO_z/CO_t wyrażający stosunek stężenia zmierzonego udziału tlenu węgla do stężenia teoretycznego, wynikającego ze zmniejszonego udziału ditlenku węgla. Współczynnik ten waha się od 1,38 do 1,47 wskazując na duży błąd. Mimo tej nieścisłości, zaobserwowane tendencje wydają się spójne. Wzrost początkowego stężenia CO₂ skutkowało również spadkiem stopnia konwersji (η). Stopień konwersji wyznaczono jako stosunek ubytku CO₂ do jego wartości początkowej:

$$\eta = \frac{\text{CO}_{2p} - \text{CO}_{2k}}{\text{CO}_{2p}} \cdot 100\% \quad (5)$$

gdzie: CO_{2p} – stężenie początkowe CO₂, CO_{2k} – stężenie końcowe CO₂, η – stopień konwersji CO₂, CO_z/CO_t – stosunek zmierzonego stężenia CO do teoretycznego.

Przy stałej mocy generatora plazmy i stałym strumieniu gazu temperatura plazmy oraz ilość generowanych cząstek aktywnych, w tym elektronów, pozostaje na stałym poziomie. Przy zwiększaniu stężenia CO₂ na jedną cząsteczkę dwutlenku węgla przypada coraz mniej cząstek aktywnych. Rezultatem tego jest obserwowany spadek konwersji. Podobne tendencje zaobserwowano przy próbach dotyczących rozkładu lotnych związków organicznych w plazmie [14].

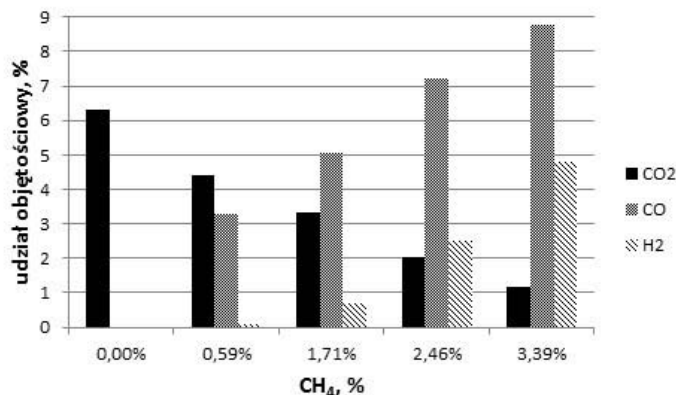
Kolejne próby uwzględniały obecność metanu (tabela 2). Wprowadzenie do układu CH₄ skutkowało znaczącym obniżeniem zawartości CO₂ oraz wzrostem udziałów CO i H₂. Wszystkie próby przeprowadzone były przy całkowitym strumieniu wynoszącym około 1200 l/h (15°C) oraz początkowym stężeniu CO₂ na poziomie bliskim 6,30%.

Tabela 2: Wyniki konwersji CO₂ w plazmie mikrofalowej w obecności CH₄

CH ₄ , %	CO _{2p} , %	CO _{2k} , %	CO, %	H ₂ , %	η , %	CO _z /CO _t
0,59	6,27	4,44	3,28	0,07	29,8	1,33
1,71	6,31	3,32	5,07	0,7	47,4	1,08
2,46	6,29	2,04	7,24	2,5	67,6	1,08
3,39	6,26	1,15	8,79	4,78	81,6	1,03

Porównując wyniki otrzymane dla metanu do tych z samym CO₂ ($\text{CO}_{2p} = 6,44\%$) wyraźnie widać, że nawet niewielki dodatek CH₄ znacząco poprawia stopień konwersji CO₂. Przy stężeniu CH₄ wynoszącym 0,59% stopień konwersji równał się około 30% i był blisko 2,5 większy niż w przypadku konwersji samego CO₂ przy jego podobnym początkowym stężeniu. Wzrost stężenia do 3,39% pozwolił na blisko 82% redukcję CO₂. Podczas prób nie wykryto CH₄ ani O₂ na wylocie reaktora – cały metan prze-reagował, a wytworzony w wyniku dysocjacji tlen brał udział w dalszych reakcjach utleniania. W gazach wylotowych wykryto wodór, którego stężenie rosło proporcjonalnie do stężenia CH₄. Podobny liniowy trend zaobserwowano dla wzrostu udziału CO i spadku CO₂ (rys. 4). Warto zwrócić uwagę, że w próbach z metanem wraz ze zwiększeniem udziałów CO, współczynnik CO_z/CO_t zbliża się do jedności. W przypadku wprowadzania metanu ilość powstałego CO powinna być równa ilości ubytku CO i CH₄. Począwszy od stężenia metanu wynoszącego 1,71% zmierzone wartości są bardzo bliskie teoretycznym. Podczas prób nie zaobserwowano sadzy. Trudno stwierdzić, czy nie powstawała ona w procesie, czy też ulegała przereagowaniu. Tym samym niemożliwe jest jednoznaczne stwierdzenie, czy redukcja dwutlenku węgla następowała wskutek re-

akcji Boudouarda (równ. (1)) czy też suchego reformingu (równ. (2)). Pewne natomiast jest, że reakcjom redukcji dwutlenku węgla sprzyjały warunki otrzymane w plazmie, głównie wysoka temperatura niezbędna dla reakcji endotermicznych.



Rys. 4: Wpływ dodatku metanu na skład gazu

4. PODSUMOWANIE

W niniejszej pracy zaprezentowano wyniki dotyczące redukcji dwutlenku węgla w środowisku plazmy mikrofalowej. Jednoznacznie udowodniono, że zastosowanie plazmy umożliwia redukcję CO₂ do CO. Proces ten może zachodzić dwoma równoległymi ścieżkami. Pierwszą jest dysocjacja dwutlenku węgla, która nie wymaga obecności innych związków, ale charakteryzuje się niskim stopniem przereagowania – w badanym układzie wynosił on od 10,6% do 14,6%. Druga droga prowadzi poprzez redukcję CO₂ na węglu, którego źródłem mogą być węglowodory lub sadza.

W przedstawionych badaniach zastosowano metan, co pozwoliło na nawet 80% stopień konwersji CO₂ do CO. Otrzymane wyniki podkreślają ważną zaletę metod plazmowych, w tym przypadku plazmy mikrofalowej, w kontekście kondycjonowania gazu generatorowego. W przeciwieństwie do popularnych metod mechanicznych metody plazmowe umożliwiają nie tylko usunięcie związków węglowodorowych, ale również zapewniają ich konwersję do CO i H₂, a tym samym rozwiązują problem utylizacji produktów ubocznych. Co więcej, unikatową właściwością metod plazmowych jest możliwość poprawy jakości gazu poprzez zmniejszenie udziału zbędnego dwutlenku węgla przy jednoczesnym wzroście zawartości cennego tlenku węgla. Właściwości te mogą wpływać na konkurencyjność metod plazmowych oraz rekompensować ich koszty, jak i wysoki poziom skomplikowania.

PODZIĘKOWANIA

Przedstawione w artykule wyniki zostały uzyskane podczas wykonywania projektu realizowanego w ramach programu GEKON – Generator Koncepcji Ekologicznych współfinansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju oraz Narodowy Fundusz Ochrony Środowiska i Gospodarki Wodnej:

umowa nr GEKON1/04/213768/32/2015, „Kogeneracyjny układ zgazowania osadów ściekowych z plazmowym doczyszczaniem gazu”.

LITERATURA

- [1] Anis S., Zainala Z.A. *Tar reduction in biomass producer gas via mechanical, catalytic and thermal methods: A review*, Renewable and Sustainable Energy Reviews, **15**, 2355–2377, 2011.
- [2] Basu P., *Biomass Gasification and Pyrolysis Practical Design*, Oxford: Elsevier, 2010.
- [3] Devi L., Ptasinski K.J., Janssen F.J.J.G., *A review of the primary measures for tar elimination in biomass gasification processes*, Biomass and Bioenergy, **24**, 125–140, 2003.
- [4] Fridman A., *Plasma Chemistry*, Cambridge University Press, 2008.
- [5] Nair S.A., Pemen A.J.M., Yana K., van Gompel F.M., van Leuken H.E.M., van Heesch E.J.M., Ptasinski K.J., Drinkenburg A.A.H., *Tar removal from biomass-derived fuel gas by pulsed corona discharges*, Fuel Processing Technology, **84**, 161–173, 2003.
- [6] Nair S.A., *Corona Plasma for Tar Removal*, PhD dissertation, Eindhoven University of Technology, 2004.
- [7] Pikoń K., Czekalska Z., Stelmach S., Ścierański W., *Zastosowanie metod plazmowych do oczyszczania gazu procesowego ze zgazowania biomasy*, Archiwum Gospodarki Odpadami i Ochrony Środowiska, **12**, 61–72, 2010.
- [8] Yu L., Tu X., Li X., Wang Y., Chi J., Yan J., *Destruction of acenaphthene, fluorene, anthracene and pyrene by a dc gliding arc plasma reactor*, Journal of Hazardous Materials, **180**, 449–455, 2010.
- [9] Elliott R.M., Nogueira M.F.M., Sobrinho A.S.S., Couto B.A.P., Maciel H.S., Lacava P.T. *Tar Reforming under a Microwave Plasma Torch*, Energy and Fuels, **27**, 1174–1181, 2013.
- [10] Kordylewski W., Michalski J., Ociepa M., Wnukowski M., *A microwave plasma potential in producer gas cleaning – preliminary results with a gas derived from a sewage sludge*, Energetyka Gazowa 2016, Conference proceeding vol. 1, p. 133, 2016.
- [11] Spencer L.F., *The study of CO₂ conversion in a microwave plasma/catalyst system*, PhD dissertation, The University of Michigan, 2012.
- [12] Wnukowski M., *Usuwanie toluenu jako modelowego składnika smół w plazmie mikrofalowej – wpływ stężenia reagenta*, Zeszyty Energetyczne, **1**, 159–164, 2014.
- [13] Wnukowski M., *Rozkład temperatury w reaktorze plazmy mikrofalowej – pomiary i modelowanie*, Zeszyty Energetyczne, **2**, 51–164, 2015.
- [14] Liying J., Runye Z., Yubo M., Jianmeng C., Liang Z., *Conversion Characteristics and Production Evaluation of Styrene/o-Xylene Mixtures Removed by DBD Pretreatment*, Int. J. Environ. Res. Public Health, **12**, 1334–1350, 2015.



Badanie chłodziarki Joule’a–Thomsona o wydajności projektowej 50 W, napełnionej mieszaniną gazów oraz pracującej w układzie zamkniętym

Paweł Dorosz

Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny

Katedra Inżynierii Kriogenicznej, Lotniczej i Procesowej

E-mail: pawel.dorosz@pwr.edu.pl

REKOMENDACJA: *prof. dr hab. inż. Maciej Chorowski*

STRESZCZENIE

W artykule przedstawione zostały wyniki pomiarów chłodziarki Joule’a–Thomsona (J–T) pracującej w układzie zamkniętym oraz napełnionej mieszaniną gazów. Chłodziarka została zaprojektowana do wytwarzania 50 W mocy chłodniczej. Zastosowanie mieszaniny jako czynnika pozwala na obniżenie ciśnienia roboczego do poziomu ok. 2500 kPa. Chłodziarka została zbudowana z wykorzystaniem komercyjnie dostępnych komponentów chłodniczych, co umożliwia skonstruowanie relatywnie taniej chłodziarki kriogenicznej wytwarzającej kilkadziesiąt W mocy chłodniczej, w temperaturze poniżej 100 K. Wytworzona moc chłodnicza może być wykorzystana do kriostatowania obiektów, w zastosowaniach kriomedycznych, do skraplania gazów takich jak azot, tlen, metan oraz w instalacjach rekondensacji gazu ziemnego.

SŁOWA KLUCZOWE: *chłodziarka Joule’a-Thomsona, mieszanina gazów, chłodzenie oleju*

1. WPROWADZENIE

Jednym ze zjawisk wykorzystywanych do obniżenia temperatury gazu jest efekt Joule’a–Thomsona, tj. efekt zmiany temperatury gazu przepływającego przez element dławiący, np. zawór, kapilarę etc., zachodzący przy stałej entalpii. Temperatura dławionego gazu może wzrosnąć, obniżyć się lub pozostać stała. Zależność zmiany temperatury gazu opisuje różniczkowy współczynnik efektu dławienia (równ. (1)) [1, 2].

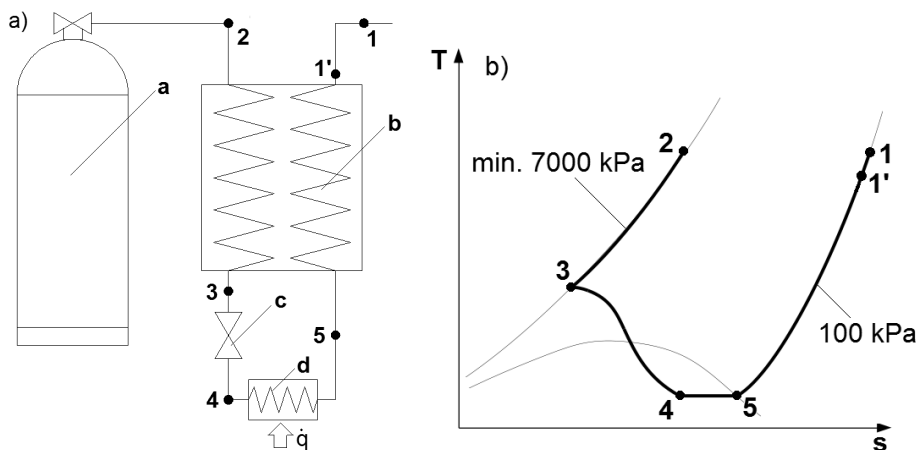
$$\mu_h = \frac{T\left(\frac{\partial \nu}{\partial T}\right)_p - \nu}{c_p} \quad (1)$$

Za zmianę temperatury gazu odpowiada zmiana energii potencjalnej cząstek. W zależności od tego, czy przeważają siły przyciągania czy odpychania, temperatura gazu odpowiednio maleje lub rośnie. Rozpatrzmy zastosowanie gazu doskonałego, który można opisać równaniem (2) [1].

$$\left(\frac{\partial \nu}{\partial T}\right)_p = \frac{\nu}{T} \quad (2)$$

Podstawiając równanie (2) do równania (1), wartość różniczkowego współczynnika dławienia wynosi 0. Gaz doskonały charakteryzuje się brakiem oddziaływań międzycząsteczkowych, dlatego jego temperatura w procesie dławienia izentalpowego nie zmienia się. Dla gazów innych niż hel, neon oraz wodór, temperatura w wyniku procesu dławienia od temperatury otoczenia obniża się [1].

Chłodziarkami wykorzystującymi proces dławienia izentalpowego są chłodziarki Joule–Thomsona (J–T). Od kilkudziesięciu lat są one obiektem badań w wielu laboratoriach na całym świecie. Ze względu na nieskomplikowaną budowę są najprostszymi urządzeniami pozwalającymi na osiągnięcie temperatur kriogenicznych, umożliwiających skroplenie gazów, tj.: azotu, tlenu, metanu etc. Chłodziarki te charakteryzuje brak elementów ruchomych w części niskotemperaturowej, możliwość miniaturyzacji, wysoka niezawodność, niski poziom vibracji i hałasu oraz relatywnie niska cena produkcji. Wadą chłodziarek J–T jest konieczność zapewnienia wysokiego ciśnienia roboczego (dla azotu minimum 7000 kPa), niezbędnego do wytworzenia odpowiedniego efektu chłodniczego oraz niska efektywność energetyczna wynosząca zaledwie kilka % w odniesieniu do efektywności obiegu Carnota. Ze względu na wysokie ciśnienie pracy chłodziarki J–T wykorzystuje się głównie w układach otwartych, gdzie sprężony gaz podawany jest z butli (rys. 1) [2].

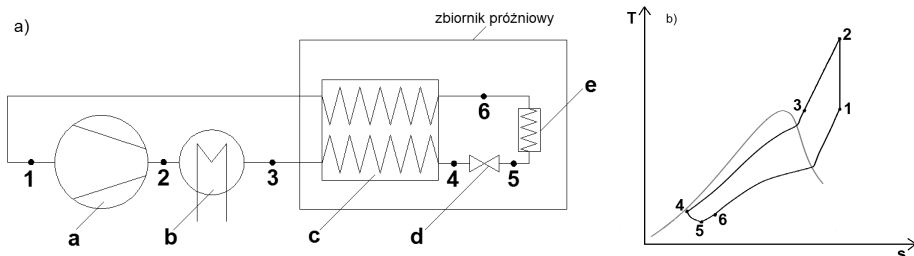


Rys. 1: a) Schemat chłodziarki J–T pracującej w układzie otwartym: a – butla ze sprężonym gazem, b – wymiennik rekuperacyjny, c – zawór dławiący, d – parownik;
b) Odzworowanie przemian zachodzących w chłodzarce zasilanej sprężonym azotem na wykresie T – s

Dlatego przez lata trwały prace nad zwiększeniem efektywności energetycznej chłodziarki oraz obniżeniem ciśnienia roboczego, co pozwoliłoby na skonstruowanie taniego

i niezawodnego urządzenia pracującego w układzie zamkniętym [1, 2]. W 1971 roku zaproponowano stosowanie mieszaniny gazów jako czynnika roboczego [2, 3]. Składnikami mieszaniny były czynniki o wysokiej temperaturze wrzenia (węglowodory oraz związki CFC), które gwarantowały wytworzenie odpowiedniego efektu chłodniczego oraz czynniki niskowrzące, głównie azot, odpowiadające za osiągnięcie odpowiednio niskiej temperatury [4]. Dawniej stosowano związki CFC, jednak po stwierdzeniu ich destrukcyjnego działania na warstwę ozonową, zaprzestano ich wykorzystywania [5]. Obecnie stosuje się mieszaniny złożone z węglowodorów oraz azotu [6].

Zastosowanie odpowiedniej mieszaniny gazów jako czynnika umożliwia obniżenie ciśnienia do ok. 2000–2500 kPa, czyli do poziomu osiągalnego dla masowo produkowanych kompresorów chłodniczych, co pozwala na pracę w układzie zamkniętym (rys. 2). Na Politechnice Wrocławskiej przez lata prowadzone były badania pod kątem wykorzystania mieszanin w chłodziarkach J-T [7, 8, 9]. Na podstawie przeprowadzonej optymalizacji składu mieszaniny stwierdzono, że najniższą temperaturę oraz najwyższą moc chłodniczą osiągnano dla mieszaniny pięcioskładnikowej o następujących udziałach mowych: azot – 0,2, metan – 0,3, etan – 0,1, propan – 0,2, izobutan – 0,2.



Rys. 2: a) Schemat chłodziarki J-T pracującej w układzie zamkniętym napełnionej mieszaniną gazów: a – sprężarka, b – chłodnica, c – wymiennik rekuperacyjny, d – zawór dławiący, e – parownik;
b) Odwzorowanie obiegu chłodziarki zasilanej mieszaniną na wykresie T-s

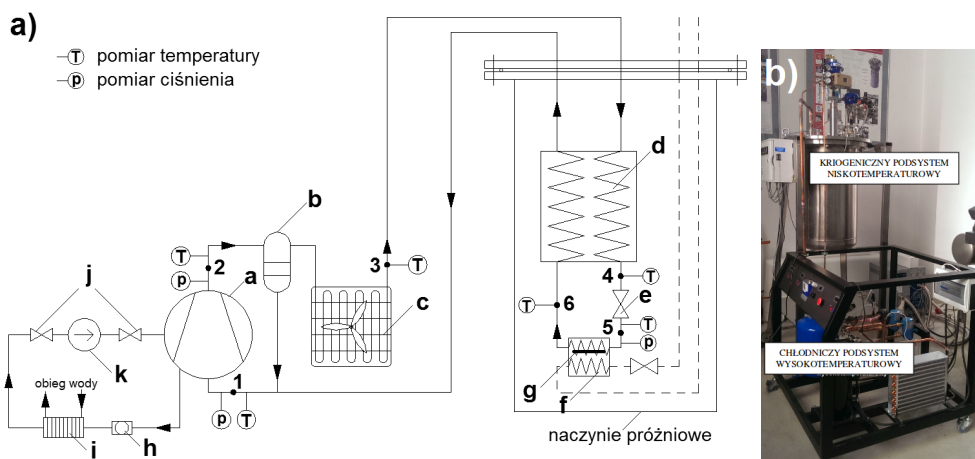
Chłodziarka realizuje obieg w sposób przedstawiony na rys. 2. Mieszanina o parametrach reprezentowanych przez punkt 1 jest sprężana, w wyniku czego wzrasta jej temperatura oraz ciśnienie (przemiana 1–2). Następnie czynnik trafia do chłodnicy gazu, gdzie jego temperatura obniżana jest do temperatury zbliżonej do temperatury otoczenia (2–3). Z ochładzacza mieszanina o wysokim ciśnieniu trafia do wymiennika rekuperacyjnego, gdzie w wyniku wymiany ciepła ze strumieniem o niskim ciśnieniu zostaje ochłodzona (3–4). Potem kierowana jest do zaworu dławiącego, gdzie w wyniku procesu zachodzącego przy stałej entalpii, obniża temperaturę oraz ciśnienie, osiągając parametry reprezentowane na wykresie przez pkt. 5. Z zaworu trafia do parownika, gdzie odparowuje nieizotermicznie, wytwarzając moc chłodniczą (5–6), po czym mieszanina kierowana jest do niskociśnieniowej części wymiennika rekuperacyjnego, gdzie ogrzewa się do temperatury zbliżonej do temperatury otoczenia – przemiana 6–1. Następnie, krótcem ssawnym trafia do sprężarki i obieg się zamyka.

Od lat siedemdziesiątych ubiegłego stulecia pojawiło się wiele publikacji na temat chłodziarek J-T wykorzystujących mieszaniny, pracujących w układzie zamkniętym. Większość urządzeń bazuje na sprężarkach hermetycznych tłokowych [10], jednak istnieje również możliwość zastosowania sprężarek spiralnych [11]. Niezależnie od rodzaju sprężarek, cechą charakterystyczną jest uzyskiwanie mocy chłodniczej rzędu

kilku i kilkunastu watów. Ważnym zagadnieniem eksploatacyjnym jest utrzymanie temperatury tłoczenia poniżej 420 K (a nawet 390 K), tj. temperatury rozkładu termicznego oleju. W przypadku przekroczenia tej temperatury olej traci właściwości smarne i może dojść do zatarcia sprężarki. Omawiana chłodziarka została zaprojektowana do wytwarzania 50 W mocy chłodniczej w zakresie temperatur 90–100 K.

2. STANOWISKO POMIAROWE

Chłodziarkę J–T można podzielić na dwa podsystemy - kriogeniczny (umieszczony w naczyniu próżniowym) i chłodniczy (komponenty znajdują się w warunkach otoczenia) (rys. 3b). Podsystem chłodniczy został zbudowany z komercyjnie dostępnych komponentów chłodniczych. Zastosowano hermetyczną sprężarkę tłokową Maneurop MTZ80, odolejacz Danfoss OUB 1 oraz lamelową chłodnicę z wentylatorem. Podsystem kriogeniczny składa się z dwóch miedzianych wymienników wykonanych w technologii rura w rurze oraz dwóch zaworów kriogenicznych marki Velan. Chłodziarkę zaprojektowano w sposób umożliwiający skroplenie gazów doprowadzonych z zewnątrz (linia przerywana na rys. 3a), jednak niniejszej pracy skupiono się na wyznaczeniu mocy chłodniczej za pomocą grzałki, dlatego ww. komponenty nie zostały wykorzystane podczas pomiarów.



Rys. 3: a) Schemat chłodziarki J–T z zaznaczonymi punktami pomiarowymi: a – sprężarka, b – odolejacz, c – chłodnica, d – wymiennik rekuperacyjny, e – zawór dławiący, f – parownik, g – grzałka, elementy systemu chłodzenia oleju (h – filtr oleju, i – płytowy wymiennik ciepła, j – zawory odcinające, k – pompa oleju), b) Zdjęcie chłodziarki J–T

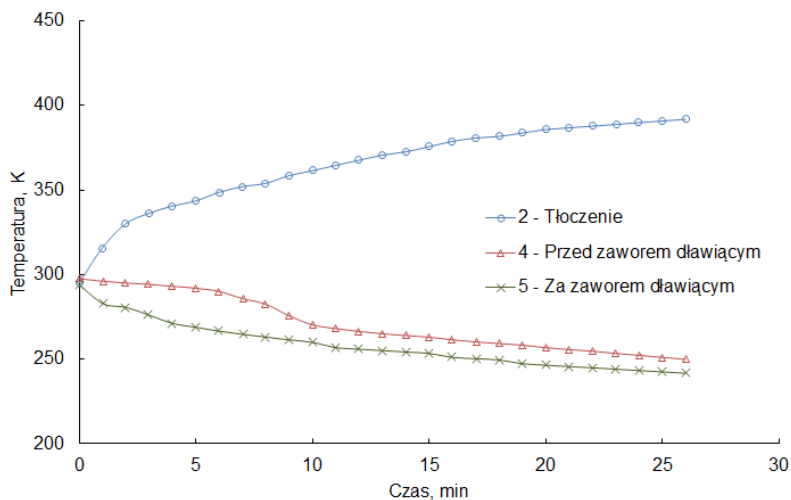
Wszystkie elementy podsystemu kriogenicznego owinięte są wielowarstwową izolacją kriogeniczną – MLI (z ang. Multi Layer Insulation) oraz umieszczone w zbiorniku próżniowym, żeby zminimalizować dopływy ciepła od otoczenia. Na parowniku zamontowano grzałkę wykonaną z drutu oporowego, która umożliwia wytworzenie obciążenia cieplnego chłodziarki, w celu weryfikacji jej wydajności chłodniczej. Pomiar temperatur odbywa się z wykorzystaniem termometrów oporowych Pt-100. Pomiar ciśnień realizowany jest przez manometry analogowe oraz cyfrowe. Na rysunku 3a zazna-

czono również elementy systemu chłodzenia oleju znajdującego się w sprężarce, w której chłodziarka została wyposażona po wstępnych badaniach, co omówiono w dalszej części artykułu. System chłodzenia oleju składa się z filtra oleju, płytowego wymiennika ciepła chłodzonego wodą, pompy oleju oraz dwóch zaworów odcinających (rys. 3a).

3. WYNIKI POMIARÓW

Wykonanie pomiarów z wykorzystaniem chłodziarki J–T poprzedziła procedura napełniania instalacji poszczególnymi składnikami mieszaniny. Przed rozpoczęciem pomiarów w instalacji wytworzono próżnię, następnie dodano poszczególne składniki mieszaniny, notując masę doprowadzonego gazu.

Instalację napełniono mieszaniną o udziałach molowych poszczególnych składników wynoszących: azot – 0,2, metan – 0,3, etan – 0,1, propan – 0,2, izobutan – 0,2. Po uzyskaniu odpowiedniego składu mieszaniny uruchomiono chłodziarkę. Wyniki parametrów pracy podczas pierwszego uruchomienia przedstawiono na rys. 4 (chłodziarka nie była jeszcze wtedy wyposażona w system chłodzenia oleju).

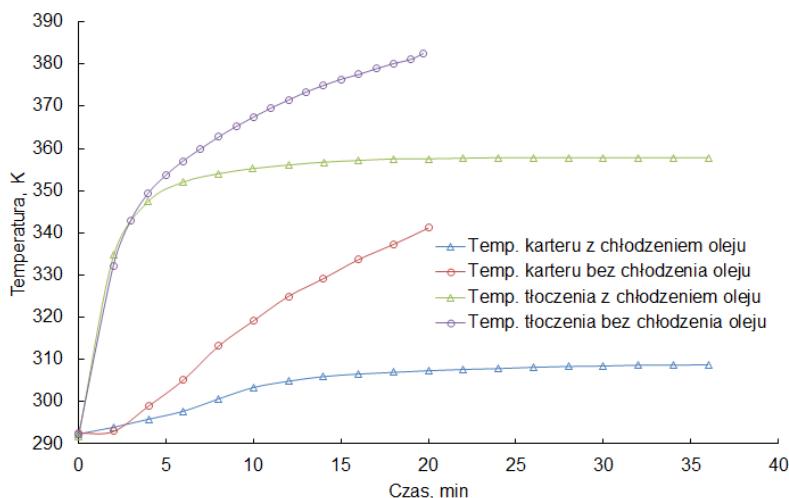


Rys. 4: Wykres temperatur w charakterystycznych punktach chłodziarki podczas pierwszego uruchomienia

Jak można zauważyć, temperatura tłoczenia szybko wzrastała i po upływie 15 minut wynosiła już ponad 375 K. Po 25 minucie pomiaru zbliżała się do dopuszczalnej wartości (przekroczyła 390 K), dlatego pomiar został przerwany. Ciśnienie tłoczenia wynosiło 2200 kPa. W kolejnych próbach problem zbyt wysokiej temperatury tłoczenia powtarzał się, nawet przy próbie obniżenia ciśnienia tłoczenia poniżej 2000 kPa. Ze względu na dużą zawartość azotu i metanu, których stosunek c_p/c_v wynosi odpowiednio 1,4 oraz 1,31, temperatura tłoczenia po sprężaniu od ciśnienia 100 kPa do ok 2000 kPa znacznie przekracza 420 K. Z tego powodu chłodziarkę wyposażono w układ chłodzenia oleju (rys. 3a). Ze względu na konstrukcję hermetycznej sprężarki tłokowej, większość ciepła pochłaniana jest przez olej znajdujący się w karterze. Dlatego niezbędne jest jego chłodzenie, co umożliwia utrzymanie temperatury tłoczenia na odpowiednim poziomie.

Korzystny efekt zastosowania systemu chłodzenia oleju został pokazany na rys. 5,

gdzie przedstawiono porównanie temperatury tłoczenia sprężarki oraz temperatury oleju w karterze z włączonym oraz wyłączonym systemem schładzania oleju, przy napełnieniu instalacji mieszaniną pięcioskładnikową.

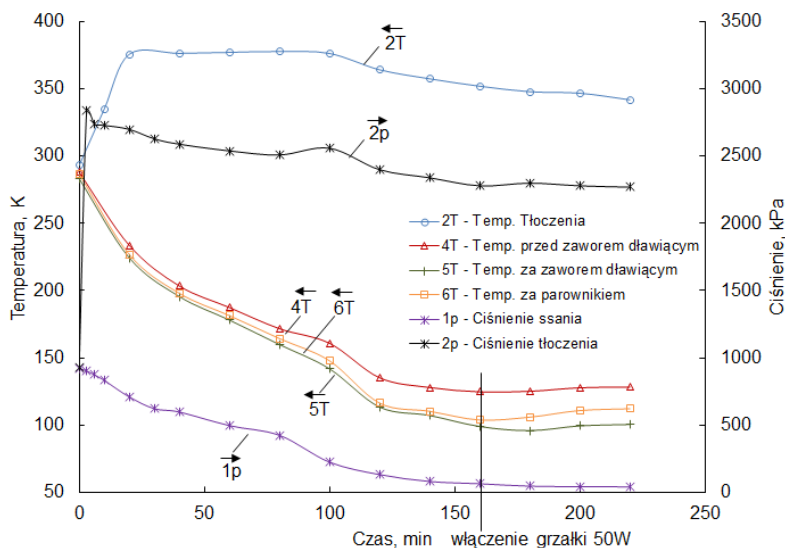


Rys. 5: Porównanie temperatur tłoczenia oraz oleju w sprężarce dla pracy z włączonym oraz wyłączonym systemem chłodzenia oleju

Zaobserwowano, że w przypadku pomiarów bez systemu chłodzenia oleju, temperatura tłoczenia po 20 minutach zaczęła zbliżać się do temperatury 390 K, dlatego pomiar został przerwany. Temperatura oleju w karterze sprężarki również rosła znacząco i w momencie przerywania pomiaru osiągnęła wartość 340 K. W przypadku zastosowania systemu chłodzenia oleju, do ok. piątej minuty pomiaru, temperatura tłoczenia rosła jak podczas pracy bez chłodzenia oleju, osiągając wartość ok. 350 K. Po piątej minucie temperatura zaczęła się stabilizować, osiągając wartość nieco niższą niż 360 K. Temperatura oleju w karterze ustabilizowała się na poziomie 310 K. Chłodziarka pracowała ponad 35 minut, cały czas utrzymując stabilne warunki pracy. Podczas wielu pomiarów wykonywanych w późniejszym czasie, temperatura tłoczenia zawsze stabilizowała się poniżej 380 K, niezależnie od wielkości ciśnienia na tłoczeniu sprężarki.

Po rozwiązaniu problemu przegrzewania się chłodziarki, wykonano pomiary mające na celu określenie wydajności chłodniczej badanego urządzenia. Wyniki zostały przedstawione na rys. 6.

Instalację napełniono mieszaniną pięcioskładnikową, a następnie uruchomiono sprężarkę. Do 160 minuty, tj. do osiągnięcia stałych wartości parametrów, chłodziarka pracowała bez obciążenia cieplnego. W początkowej fazie pomiaru (do ok. 100 minut) trwało wychładzanie elementów konstrukcyjnych chłodziarki. Praca układu była regulowana za pomocą zwiększenia dławienia na zaworze dławiącym. W 150 minucie parametry pracy ustabilizowały się. Podczas pracy bez obciążenia cieplnego najniższa temperatura, tj. temperatura za zaworem dławiącym, wynosiła 95 K. W 160 minucie włączono grzałkę o mocy 50 W. Temperatura za zaworem dławiącym wzrosła o 6 K, do 101 K. Wzrosła również temperatura za parownikiem, na który nawinięta jest grzałka (ze 103 K do 112 K). Temperatura tłoczenia ustabilizowała się na poziomie 350 K.



Rys. 6: Parametry pracy chłodziarki podczas pomiarów wydajności chłodniczej

Ciśnienie za zaworem dławiącym wynosiło 140 kPa (40 kPa nadciśnienia), a ciśnienie tłoczenia wynosiło 2300 kPa. W celu oszacowania efektywności energetycznej chłodziarki, odczytano wartość wydajności objętościowej sprężarki, która dla modelu MTZ80 wynosi $\dot{V}=23,63 \text{ m}^3/\text{h}$. Znając skład, ciśnienie oraz temperaturę mieszaniny na ssaniu sprężarki, w oparciu o równanie stanu Penga-Robinsona, z wykorzystaniem środowiska Aspen HYSYS wyznaczono gęstość mieszaniny $\rho = 1,52 \text{ kg/m}^3$. Następnie obliczono strumień masy mieszaniny (równ. (3))

$$\dot{m} = \rho \cdot \dot{V} = 1,52 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 23,63 \frac{\text{m}^3}{\text{h}} = 35,9 \frac{\text{kg}}{\text{h}} \quad (3)$$

Znając parametry na ssaniu oraz tłoczeniu sprężarki, wyznaczono pracę sprężania, która jest równa różnicy entalpii mieszaniny na początku i na końcu sprężania $h_2 - h_1 = 2305 \text{ kJ/kg} - 1881 \text{ kJ/kg} = 424 \text{ kJ/kg}$. Znając strumień masy oraz pracę obiegu, oszacowano moc pobieraną przez sprężarkę (równ. (4)).

$$P_{spr} = \dot{m} \cdot (h_2 - h_1) = 35,9 \frac{\text{kg}}{\text{h}} \cdot 424 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 4,23 \text{ kW} \quad (4)$$

Korzystając z obliczonej wartości mocy pobieranej przez sprężarkę $P_{spr} = 4,23 \text{ kW}$ oraz znanej wydajności chłodniczej $Q = 50 \text{ W}$ wyznaczono efektywność energetyczną chłodziarki (równ. (5)).

$$COP = \frac{Q}{P_{spr}} = \frac{50 \text{ W}}{4230 \text{ W}} = 0,012 \quad (5)$$

Uzyskana efektywność jest niewielka, jednak należy ją odnieść do obiegu Carnota (obiegu idealnego). Obieg Carnota można zapisać za pomocą temperatury źródła górnego

oraz dolnego. W rozpatrywanym przypadku temperatura źródła dolnego reprezentowana jest przez najniższą uzyskaną temperaturę i wynosi $T_5 = 101\text{ K}$, a temperatura źródła górnego jest równa temperaturze otoczenia $T_1 = 293\text{ K}$. Efektywność obiegu Carnota przedstawia się następująco:

$$\varepsilon_C = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{101\text{K}}{293\text{K} - 101\text{K}} = 0,52 \quad (6)$$

Równanie (7) przedstawia efektywność energetyczną obiegu rzeczywistego, odniesioną do efektywności obiegu Carnota.

$$\%_{Carnot} = \frac{COP}{\varepsilon_C} \cdot 100\% = \frac{0,012}{0,52} = 2,31\% \quad (7)$$

Efektywność energetyczna odniesiona do obiegu Carnota pozwala na sprawdzenie jak bardzo przemiany zachodzące w chłodziarce odbiegają od przemian idealnych. Efektywność energetyczna wynosi 2,31% obiegu idealnego. Na podstawie doniesień literaturowych można zauważyć, że efektywność chłodziarek kriogenicznych odniesiona do obiegu Carnota, pracujących w temperaturach ok. 100 K oraz rozwijających moce rzędu kilkudziesięciu W wynosi od kilku do kilkunastu procent [12]. Wyznaczona wartość jest zatem porównywalna z obecnie eksploatowanymi chłodziarkami kriogenicznymi. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że pobór mocy przez sprężarkę został oszacowany na podstawie parametrów mieszaniny. Wartość ta może odbiegać od wartości rzeczywistego poboru mocy przez silnik sprężarki.

4. PODSUMOWANIE

Przeprowadzone badania wykazały, że możliwe jest skonstruowanie relatywnie taniej chłodziarki J-T napełnionej mieszaniną oraz pracującej w układzie zamkniętym, której wydajność wynosi kilkadziesiąt watów w temperaturze poniżej 100 K. Na podstawie otrzymanych wyników można stwierdzić, że chłodziarka mogłaby pracować z wydajnością przekraczającą 50 W w temperaturze poniżej 110 K. Obecnie nie ma dostępnych chłodziarek o prostej budowie, gwarantujących osiągnięcie takich wydajności w temperaturze rzędu 100 K. Chłodziarki J-T wykorzystujące mieszaniny charakteryzują się mocami rzędu kilku lub kilkunastu W, co sprawia, że zakres ich praktycznego wykorzystania jest mocno ograniczony.

Przewagą chłodziarek J-T o niskiej wydajności jest brak konieczności stosowania systemu schładzania oleju. W przypadku takich chłodziarek wystarczające jest obmywanie kompresora strumieniem powietrza za pomocą wentylatora. W przypadku badanej chłodziarki niezbędne było zastosowanie dedykowanego systemu chłodzenia oleju, co nieznacznie komplikuje układ, oraz zwiększa koszt produkcji chłodziarki. Niemniej jednak, schładzanie oleju można zrealizować przez komponenty doskonale opanowane technicznie oraz dostępne komercyjnie, co w porównaniu do osiąganých efektów znacznego zwiększenia wydajności chłodniczej, nie stanowi dużego problemu.

Badana chłodziarka mogłaby być stosowana do kriostatowania różnych obiektów, np. nadprzewodników wysokotemperaturowych. Jak wcześniej wspomniano, chłodziarka została zaprojektowana w sposób umożliwiający skraplanie gazów doprowadzonych z zewnątrz. Dla osiągniętej wydajności możliwe byłoby skroplenie gazów takich, jak azot, tlen oraz metan w ilościach nawet kilku litrów na godzinę. Możliwe

jest również wykorzystanie chłodziarki do rekondensacji gazu ziemnego w zbiornikach magazynowych. Kolejnym etapem badań chłodziarki będzie skroplenie gazów doprowadzonych z butli oraz pomiar ilości uzyskanych skroplin.

PODZIĘKOWANIA

Projekt zrealizowany w ramach Projektu Strategicznego PS/E/2/66420/10 „Zaawansowane technologie pozyskiwania energii: Opracowanie technologii spalania tlenowego dla kotłów pyłowych i fluidalnych zintegrowanych z wychwytem CO₂”, współfinansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju.

LITERATURA

- [1] Chorowski M., *Kriogenika – podstawy i zastosowania*, IPPU MASTA, Gdańsk 2007.
- [2] Bodio E., *Zastosowanie wieloskładnikowych mieszanin gazowych w chłodziarkach Linde-Hampsona*, Prace Naukowe Instytutu Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej: Monografie, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, 1989.
- [3] Kleemenko A., *One Flow Cascade Cycle*, Proceedings of the 10th International Congress of Refrigeration, **1**, 34–39, 1959.
- [4] Boiarski M., Khatri A., Kovalenko V., *Design optimization of the throttle-cycle cooler with mixed refrigerant*, Cryocoolers, **10**, 457–465, 1999.
- [5] Li F., Stolarski R., Newman P., *Stratospheric ozone in the post-CFC era*, Atmospheric Chemistry and Physics, **9**, 2207–2213, 2009.
- [6] Keppler F., Nellis G., Klein S., *Optimization of the Composition of a Gas Mixture in a Joule-Thomson Cycle*, HVACR Research, **10**, 213–230, 2004.
- [7] Chorowski M., *Comparative Exergetic Analysis of Joule-Thomson Liquefiers*, Advances in Cryogenic Engineering: Transcriptions of the Cryogenic Engineering Conference – CEC, **49**, 1568–1575, 2004.
- [8] Piotrowska A., *Termodynamiczna optymalizacja chłodziarki Joule-Thomsona współpracującej z membranowym systemem rozdziału powietrza*, Praca doktorska PWR, 2013.
- [9] Dorosz P., *Analiza optymalizacyjna składu mieszanin roboczych chłodziarki Joule-Thomsona w oparciu o środowisko Aspen HYSYS*, Praca magisterska PWR, 2006.
- [10] Chorowski M., Dorosz P., Piotrowska A., *Chłodziarka Joule-Thomsona pracująca w obiegu zamkniętym i zasilana mieszaniną azotu z węglowodorami*, Chłodnictwo, **12**, 12–18, 2015.
- [11] Lee J., Lee K., Jeong S., *Experimental study of a mixed refrigerant Joule-Thomson cryocooler using a commercial air-conditioning scroll compressor*, Cryogenics, **55–56**, 47–52, 2013.
- [12] Strobridge T.R., *Cryogenic refrigerators – an updated survey*, National Bureau of Standards Technical note, **655**, 1–11, 1974.



Optymalizacja cieplna doprowadzeń prądowych do urządzeń nadprzewodzących chłodzonych kondukcyjnie

Paweł Wojcieszak

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny
Katedra Inżynierii Kriogenicznej, Procesowej i Maszyn Energetycznych
E-mail: pawel.wojcieszak@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *prof. dr hab. inż. Maciej Chorowski*

STRESZCZENIE

Doprowadzenia prądowe są najistotniejszym źródłem dopływów ciepła do krio-statów magnesów nadprzewodzących. Głównym celem projektowania doprowadzeń prądowych jest minimalizacja całkowitego dopływu ciepła do części niskotemperaturowych urządzenia. W artykule przedstawiono obliczenia dopływu ciepła przez kondukcyjnie chłodzone doprowadzenia prądowe wykonane z miedzi o różnym stopniu czystości. Przeanalizowano również doprowadzenia prądowe z dodatkowym odprowadzeniem ciepła w pośredniej temperaturze.

SŁOWA KLUCZOWE: *doprowadzenia prądowe, kriogenika, wymiana ciepła, optymalizacja*

1. WPROWADZENIE

Wiele dużych instalacji naukowych wymaga do przeprowadzenia eksperymentów wytworzenia dużych pól magnetycznych (nawet do 8,4 T w Wielkim Zderzaczu Hadronów LHC), które mogą być uzyskane za pomocą magnesów nadprzewodzących. Aby wytworzyć pole magnetyczne, należy doprowadzić prąd (od 30 A w przypadku małych magnesów badawczych do 20 kA w LHC [3]) do cewek magnesu za pomocą doprowadzeń prądowych (nazywanych też krioprzepustami prądowymi). Są one niezbędne również do zasilania innych urządzeń nadprzewodzących. Ponieważ maszyny elektryczne generujące prąd elektryczny pracują w temperaturach otoczenia, a urządzenia nadprzewodzące - w temperaturach kriogenicznych, doprowadzenia prądowe stanowią mostek cieplny między obszarami niskotemperaturowymi urządzeń nadprzewodzących a otoczeniem. Oczywiście jest zatem, że podczas projektowania doprowadzeń prądowych,

należy dążyć do zminimalizowania dopływów ciepła. W przypadku doprowadzeń prądowych są to dopływy ciepła przez przewodzenie:

$$Q_{przew} = -\lambda(T)A \cdot \text{grad } T \quad (1)$$

oraz ciepło Joule'a:

$$Q_{Joule} = \rho(T)J^2 \frac{L}{A(z)} \quad (2)$$

gdzie: λ – współczynnik przewodzenia ciepła, ρ – oporność elektryczna, T – temperatura, J – wartość prądu, A – przekrój doprowadzenia, L – długość doprowadzenia.

Optymalizacja konwencjonalnych doprowadzeń prądowych (tzn. wykonanych bez użycia nadprzewodników), polega na doborze odpowiedniego materiału oraz przekroju i długości. Zmniejszenie pola przekroju oraz zwiększenie długości doprowadzenia w celu zmniejszenia dopływu ciepła przez przewodzenie, spowoduje zwiększenie jego rezystancji, a co za tym idzie ciepła Joule'a. W odwrotnym przypadku (zwiększenie przekroju poprzecznego oraz zmniejszenie długości), ciepło Joule'a jest mniejsze, ale rośnie dopływ ciepła przez przewodzenie. Dla optymalnego dopływu ciepła do części niskotemperaturowej, gradient temperatury na ciepłym końcu doprowadzenia powinien wynosić 0. W artykule przedstawiony zostanie model matematyczny i optymalizacja miedzianych doprowadzeń prądowych chłodzonych kondukcyjnie. Takie doprowadzenia prądowe są stosowane w systemach ziębienia magnesów, które wykorzystują chłodziarkę kriogeniczną (bez wykorzystania ciekłych kriogenów).

2. WŁASNOŚCI ELEKTRYCZNE I CIEPLNE MIEDZI

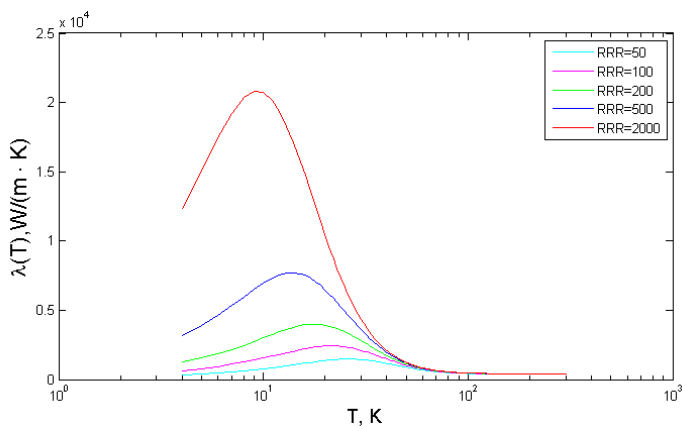
Oporność elektryczna oraz przewodność cieplna miedzi zależą w dużym stopniu od jej czystości. Popularnym wskaźnikiem czystości materiału jest iloraz oporności RRR , definiowany jako stosunek oporności elektrycznej materiału w temperaturze 273 K do oporności elektrycznej materiału w temperaturze 4 K:

$$RRR = \frac{\rho(T = 273 \text{ K})}{\rho(T = 4 \text{ K})} \quad (3)$$

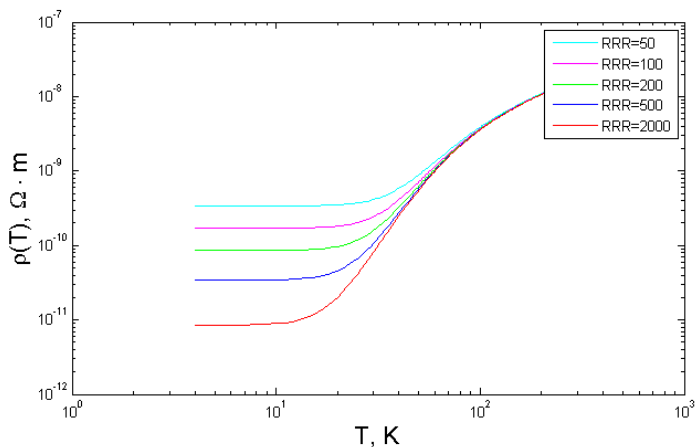
Niewielkie wartości RRR wskazują na dużą zawartość zanieczyszczeń lub defektów w sieci krystalicznej, im wyższy iloraz RRR , tym większa czystość. Na rysunkach 1 i 2 przedstawiono zależność przewodności cieplnej oraz oporności elektrycznej miedzi w zależności od temperatury oraz RRR . Wykresy otrzymano na podstawie zależności zaproponowanych przez *NIST* [7], które wykorzystano również w modelu. Z przedstawionych zależności wynika, że w zakresie niskich temperatur oporność zależy bardzo mocno od czystości miedzi i poniżej 10 K jest praktycznie stała. Wraz ze zmniejszeniem ruchliwości elektronów, oporność rośnie ze wzrostem temperatury. Wykres przewodności cieplnej ukazuje, że maksymalną wartość przyjmuje ona w przedziale temperatur 10–30 K (w zależności od czystości materiału).

3. MODEL MATEMATYCZNY

Ponieważ długość doprowadzenia jest znacznie większa od jego średnicy (założono kołowy przekrój doprowadzenia), zagadnienie można rozpatrywać jako jednowymiarowo. Otrzymane na podstawie wzorów (1) oraz (2) równanie bilansu cieplnego



Rys. 1: Zależność przewodności cieplnej miedzi od temperatury oraz ilorazu oporności RRR



Rys. 2: Zależność oporności elektrycznej miedzi od temperatury oraz ilorazu oporności RRR

przyjmuje postać:

$$\frac{d}{dT} \left(\lambda(T) A \frac{dT}{dx} \right) + \rho(T) \frac{I^2}{A} = 0 \quad (4)$$

gdzie I – prąd przepływający przez doprowadzenie, A – pole przekroju doprowadzenia.

W celu wykonania obliczeń zdyskretyzowano doprowadzenie prądowe, rozmieszczając N węzłów równomiernie wzdłuż długości doprowadzenia. Rysunek 3 przedstawia podział doprowadzenia na objętości kontrolne, wraz z zaznaczonymi strumieniami ciepła dopływającymi do węzła. Dla objętości kontrolnej można zapisać następujący bilans energii:

$$\dot{q}_g + \dot{q}_d + \dot{q}_{Joule} = 0 \quad (5)$$

gdzie:

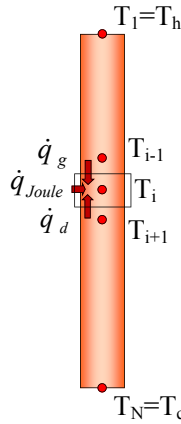
$$\dot{q}_g = \lambda \left(\frac{T_i + T_{i-1}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4 \Delta x} (T_{i-1} - T_i) \quad (6)$$

$$\dot{q}_d = \lambda \left(\frac{T_i + T_{i+1}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4 \Delta x} (T_{i+1} - T_i) \quad (7)$$

$$\dot{q}_{Joule} = \rho(T_i) \frac{4 \Delta x}{\pi D^2} I^2 \quad (8)$$

D – średnica doprowadzenia, Δx – odległość pomiędzy węzłami. Po podstawieniu równań (6), (7), (8) do (5) otrzymujemy:

$$\lambda \left(\frac{T_i + T_{i-1}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4 \Delta x} (T_{i-1} - T_i) + \lambda \left(\frac{T_i + T_{i+1}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4 \Delta x} (T_{i+1} - T_i) + \rho(T_i) \frac{4 \Delta x}{\pi D^2} I^2 = 0 \quad (9)$$



Rys. 3: Dyskretyzacja doprowadzenia prądowego na objętości kontrolne

Obliczenia przeprowadzono dla założonej temperatury ciepłego oraz zimnego końca doprowadzenia ($T_1, T_N = 4.2$ K). Równanie (9) dla poszczególnych węzłów oraz warunki brzegowe można zapisać jako układ równań w postaci macierzowej:

$$Ax = b \quad (10)$$

gdzie: x – macierz niewiadomych (zawierająca wartości temperatury w poszczególnych węzłach), A – macierz zawierająca współczynniki każdego z równań, b – macierz wyrazów wolnych.

Ze względu na zależność współczynnika przewodzenia ciepła oraz oporności elektrycznej od temperatury, otrzymany układ wymaga rozwiązania za pomocą iteracyjnych metod numerycznych. Do tego celu opracowano algorytm obliczeniowy, który zaimplementowano w środowisku obliczeniowym MATLAB:

1. Wprowadzenie danych wejściowych (geometria doprowadzenia (D, L), ilość węzłów (N), warunki brzegowe (T_c, T_h, RRR)).
2. Obliczenie odległości pomiędzy węzłami $\Delta x = L / (N - 1)$.
3. Uzupełnienie macierzy z założonymi temperaturami poszczególnych węzłów T_g (dla pierwszej iteracji – założenie liniowego profilu temperatury).

4. Założenie dopuszczalnego błędu.

5. Uwzględnienie warunków brzegowych: $A_{(1,1)} = 1$, $b_{(1)} = T_h$, $A_{(N,N)} = 1$, $b_{(N)} = T_c$.

6. Dla węzłów $2 \dots N - 1$:

$$A_{(i,i)} = -\lambda \left(\frac{T_{g(i)} + T_{g(i-1)}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4\Delta x} - \lambda \left(\frac{T_{g(i)} + T_{g(i+1)}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4\Delta x} \quad (11)$$

$$A_{(i,i+1)} = \lambda \left(\frac{T_{g(i)} + T_{g(i+1)}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4\Delta x} \quad (12)$$

$$A_{(i,i-1)} = \lambda \left(\frac{T_{g(i)} + T_{g(i-1)}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4\Delta x} \quad (13)$$

$$b_{(i)} = \rho(T_{g(i)}) \frac{4\Delta x}{\pi D^2} I^2 \quad (14)$$

7. Rozwiązanie układu równań i umieszczenie rozwiązania w macierzy T .

8. Obliczenie błędu: $blad = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |T_{g(i)} - T_{(i)}|$.

9. Uaktualnienie macierzy z założonymi temperaturami (T_g): $T_g = T$.

10. Jeśli błąd jest mniejszy niż dopuszczalny – przejdź do punktu 11, w przeciwnym wypadku – wróć do punktu 5.

11. Obliczenie strumienia ciepła dopływającego do zimnego końca doprowadzenia prądowego:

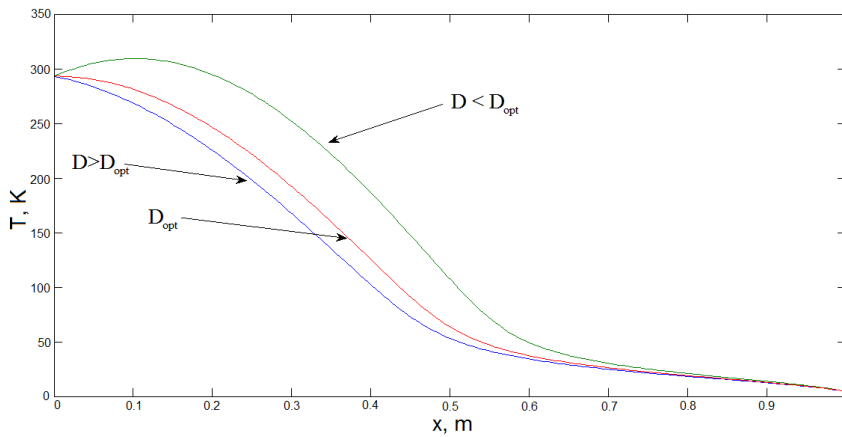
$$\dot{q}_c = -\lambda \left(\frac{T_{(N-1)} + T_{(N)}}{2} \right) \frac{\pi D^2}{4\Delta x} (T_{(N-1)} - T_{(N)}) + \rho \left(\frac{T_{(N-1)} + T_{(N)}}{2} \right) \frac{4\Delta x}{\pi D^2} I^2 \quad (15)$$

4. WYNIKI

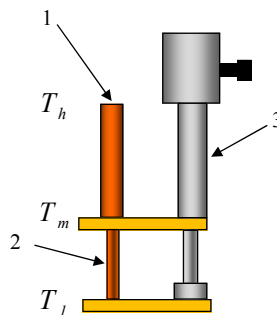
Obliczenia pozwoliły na wyznaczenie optymalnej geometrii doprowadzenia prądowego. W tabeli 1 przedstawiono zależność optymalnej średnicy doprowadzenia (założono długość $L = 1$ m) oraz minimalnego dopływu ciepła do urządzenia w zależności od czystości miedzi (RRR) oraz wartości prądu płynącego przez doprowadzenie. Dla temperatury $T_c = 80$ K optymalna średnica oraz minimalny dopływ ciepła są praktycznie niezależne od RRR miedzi – wynika to z faktu, że zarówno własności cieplne jak i elektryczne miedzi są niezależne od czystości miedzi (rys. 1 i 2). Przy założeniu temperatury zimnego końca doprowadzenia równej 4 K, miedź o niższej czystości sprawdza się lepiej, niż miedź o bardzo dużej czystości ($RRR = 2000$). Rysunek 4 przedstawia profil temperatury wzdłuż doprowadzenia prądowego. Z wykresu wynika, że im mniejsza średnica doprowadzenia, tym większa generacja ciepła Joule'a i doprowadzenie bardziej się nagrzewa. W przypadku średnic większych od optymalnej, zwiększa się dopływ ciepła z otoczenia. Często stosowanym rozwiązaniem jest kilku-stopniowe odprowadzanie ciepła z doprowadzenia.

Tabela 1: Zależność optymalnej średnicy doprowadzenia oraz minimalnego dopływu ciepła do urządzenia w zależności od czystości miedzi oraz prądu

RRR	I, A	$T_c = 4 K$		$T_c = 80 K$	
		q_{min}, W	d_{opt}, mm	q_{min}, W	d_{opt}, mm
50	50	2,14	3,5	2,07	4,3
300	50	2,13	2,9	2,07	4,2
2000	50	2,62	2,5	2,07	4,2
50	200	8,54	7,0	8,29	8,6
300	200	8,52	5,8	8,30	8,4
2000	200	10,34	5,0	8,30	8,4
50	1000	42,71	15,7	41,42	19,2
300	1000	42,61	12,9	41,48	18,8
2000	1000	51,07	11,2	41,51	18,8



Rys. 4: Przykładowy profil temperatury w doprowadzeniu prądowym w zależności od średnicy doprowadzenia



Rys. 5: Doprowadzenie prądowe z dodatkowym odprowadzeniem ciepła, ziębione za pomocą chłodziarki kriogenicznej. 1 – część wysokotemperaturowa doprowadzenia prądowego, 2 – część niskotemperaturowa doprowadzenia prądowego, 3 – dwustopniowa chłodziarka kriogeniczna

Rysunek 5 przedstawia przykładową realizację tego pomysłu przy pomocy dwustopniowej chłodziarki kriogenicznej, gdzie pierwszy stopień chłodziarki odprowadza ciepło w pośredniej temperaturze T_m , a drugi stopień odprowadza ciepło w temperaturze T_c . Wykonano przykładowe obliczenia dla doprowadzenia prądowego o $T_c = 4,2$ K z dodatkowym odprowadzeniem ciepła w $T_m = 80$ K oraz dla porównania - bez dodatkowego odprowadzenia ciepła. Wymaganą pracę chłodziarki obliczono dla obiegu Carnot:

$$W = Q \cdot COP_{Carnot} = Q \frac{T_h - T_c}{T_c} \quad (16)$$

Wyniki przedstawiono w tabeli 2.

Tabela 2: Porównanie pracy chłodziarki Carnota odprowadzającej ciepło z doprowadzenia prądowego

Bez odprowadzenia ciepła w $T_m = 80$ K		Z odprowadzeniem ciepła w $T_m = 80$ K	
$q_{@4\text{ K}}$	42, 61 W	$q_{@4\text{ K}}$	9,88 W
		$q_{@80\text{ K}}$	41,48 W
$W_{@4\text{ K}}$	3001 W	$W_{@4\text{ K}}$	695,83 W
		$W_{@80\text{ K}}$	114,07 W
ΣW	3001 W	ΣW	809,90 W

Zauważyć można, że dodatkowe odprowadzenie ciepła w pośredniej temperaturze pozwala na znaczne ograniczenie dopływów ciepła w temperaturze 4,2 K oraz znaczące zmniejszenie pracy chłodziarki, a więc zmniejszenie kosztów pracy urządzenia.

5. WNIOSKI

Modelowanie numeryczne pozwala na optymalizację doprowadzeń prądowych do zastosowań kriogenicznych. Opracowany model pozwala na znalezienie optymalnej geometrii doprowadzenia w zależności od materiału doprowadzenia i parametrów pracy i minimalizację dopływów ciepła do urządzeń nadprzewodzących. Doprowadzenia prądowe do urządzeń wykonanych z nadprzewodników niskotemperaturowych generują duży dopływ ciepła do obszarów niskotemperaturowych (ok. 42 W/kA). Może on zostać zredukowany poprzez wprowadzenie odprowadzenia ciepła w pośrednich temperaturach, dzięki czemu praca niezbędna do napędu chłodziarki zostaje zredukowana niemal czterokrotnie.

LITERATURA

- [1] Cengel Y.A., Boles M.A. *Thermodynamics. An engineering approach.*, 5th Edition, McGraw-Hill, 2005.
- [2] Chorowski M. *Kriogenika. Podstawy i zastosowania*, IPPU MASTA, Gdańsk 2007.
- [3] Seeber B. *Handbook of applied superconductivity*, IOP Publishing Ltd, 1998.
- [4] Ballarino A. *Conduction-cooled 60A Resistive Current Leads For LHC dipole correctors*, LHC Project Report 691, 2004.
- [5] Ballarino A. *Current Leads, Links and Buses*, Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Superconductivity for Accelerators, Erice, Italy, 24 April–4 May 2013, edited by R. Bailey, CERN–2014–005, Geneva, 2014.

- [6] Lee H.G. i inni, *Conduction-Cooled Brass Current Leads for a Resistive Superconducting Fault Current Limiter (SFCL) System*, IEEE Transactions on applied superconductivity, **17**(2), 2007.
- [7] Manfreda G., *Review of ROXIEs Material Properties Database for Quench Simulations*, CERN Internal Note 2011-24 EDMS Nr:1178007, 2011.
- [8] McFee R. *Optimum Input Leads for Cryogenic Apparatus*, Review of Scientific Instruments **30**(98), 1959.
- [9] White M.J. i inni. *Numerical Model for Conduction-Cooled Current Lead Heat Loads*, AIP Conf.Proc. 1434, 565–572, 2011.



Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej są do nabycia w księgarni,
plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław, budynek D-1 PWr., tel. 71 320 29 35
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową: zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-966-9