

Prace Naukowe Wydziału Mechaniczno-Energetycznego  
Politechniki Wrocławskiej

# ZESZYTY ENERGETYCZNE

TOM IV

Modelowanie procesów ciepłno-przepływowych





Prace Naukowe Wydziału Mechaniczno-Energetycznego  
Politechniki Wrocławskiej

# ZESZYTY ENERGETYCZNE

**TOM IV**

## **Modelowanie procesów cieplno-przepływowych**

*pod redakcją*

Henryka Kudeli i Sławomira Pietrowicza



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej  
Wrocław 2017

### *Recenzenci*

- |                                    |                                    |
|------------------------------------|------------------------------------|
| A. Andruszkiewicz, Pol. Wrocławska | J. Lichota, 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. Ciszek, 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. Drobniać, Pol. Częstochowska    | W. Rybak, Pol. Wrocławska          |
| W. Elsner, Pol. Częstochowska      | A. Sayegh, Pol. Wrocławska         |
| J. Gajewski, Pol. Wrocławska       | K. Sibiński, 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. Szumbariski, 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            |

### *Kolegium redakcyjne*

Henryk Kudela, Sławomir Pietrowicz

### *Opracowanie redakcyjne i korekta*

Sławomir Pietrowicz

### *Opieka nad stroną internetową*

Mateusz Wnukowski

Wydrukowano na podstawie dostarczonych materiałów.

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 2017

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ

wyb. Stanisława Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

<http://www.oficyna.pwr.edu.pl>; e-mail: [oficwyd@pwr.edu.pl](mailto:oficwyd@pwr.edu.pl)

[zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl](mailto:zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl)

**ISBN 978-83-7493-001-7**

Druk i oprawa: beta-druk, [www.betadruk.pl](http://www.betadruk.pl)

# Spis treści

<b>Od redaktora</b>	<b>v</b>
<b>I. Termodynamika i wymiana ciepła</b>	<b>1</b>
Pressure drop and temperature uniformity during flow boiling of refrigerant R245fa in microchannels <i>Stanisława Sandler, Bartosz Zajączkowski, Bogusław Białko</i> .....	1
<b>II. Modelowanie numeryczne i mechanika płynów</b>	<b>13</b>
Analiza wpływu rodzaju elementu odprowadzenia cieczy na parametry pracy pompy z wirnikiem otworowym <i>Bartłomiej Chomiuk</i> .....	13
Wyznaczanie opływu profilu i sił aerodynamicznych działających na profil poruszający się ruchem trzepoczącym metodą cząstek wirowych <i>Tomasz Kozłowski, Henryk Kudela</i> .....	23
Analiza numeryczna przepływu w pompie o swobodnym przepływie. Wpływ przesłonięcia wirnika na parametry pracy <i>Artur Machalski</i> .....	43
Numerical modelling of ejector operating with isobutane <i>Kamil Śmierciew, Dariusz Butrymowicz, Jerzy Gagan, Sławomir Pietrowicz</i> .....	51
<b>III. Spalanie i ochrona atmosfery</b>	<b>63</b>
Analiza zmiany składu stałych produktów pirolizy biomasy <i>Wiesław Ferens</i> .....	63
Szacowanie unosu rtęci z procesów spalania paliw stałych <i>Maciej Cholewiński</i> .....	73
<b>IV. Chłodnictwo i kriogenika</b>	<b>89</b>
CO <sub>2</sub> -CH <sub>4</sub> mixtures phase equilibrium analysis <i>Paweł Dorosz, Aleksander Kopczyński, Paweł Wojcieszak</i> .....	89





## Od redaktora

Oddajemy w ręce Czytelników IV tom Zeszytów Energetycznych zatytułowany *Modelowanie procesów ciepło-przepływowych*. Stało się to możliwe dzięki dwóm Firmom zaprzyjaźnionym z Wydziałem Mechaniczno-Energetycznym. Są to:

**TAURON Ekoenergia Sp. z o.o. z siedzibą w Jeleniej Górze**

oraz

**Instytut Automatyki Systemów Energetycznych Sp. z o.o. z Wrocławia.**

Niniejszym chciałbym w tym miejscu serdecznie podziękować i wyrazić nadzieję, że współpraca z naszym Wydziałem będzie się nadal rozwijać.

Obecny Zeszyt jest objętościowo mniejszy niż poprzedni, co nas niepokoi. Zamierzamy bowiem przekształcić Zeszyty w czasopismo (rocznik) z aspiracjami umieszczenia go na liście ministerialnej, co wymaga minimalnej liczby dwunastu artykułów i regularnego ukazywania się. Brak odpowiedniej ilości artykułów może zakłócić ciągłość procesu wydawniczego. Aby uniknąć niewystarczającej liczby prac w bieżącym numerze, poprosiliśmy o zamieszczenie artykułów starszych kolegów, także z innych Uczelni. Dziękujemy im gorąco za wsparcie. Aby złagodzić w przyszłości ten problem, planujemy kontynuować/nawiązać współpracę z innymi ośrodkami akademickimi. W obecnym wydaniu znalazły się trzy artykuły napisane w języku angielskim. Ta tendencja bardzo nas cieszy.

Zeszyty Energetyczne w pierwotnym zamyśle powinny mieć zaplecze publikacyjne głównie wśród doktorantów naszego Wydziału. Przy liczbie około czterdziestu doktorantów takie oczekiwania nie wydają się wygórowane. Obecność Zeszytów na Wydziale jest ważna, ponieważ podnosi temperaturę życia naukowego, integruje środowisko naukowe związane m.in. z szeroko rozumianą energetyką indywidualną oraz zawodową, a także mobilizuje doktorantów do wysiłku publikacyjnego.

Podobnie jak w przypadku poprzednich monografii, wielką pracę wykonali Recenzenci. Za ich trud chciałbym ogromnie podziękować.

Życzę wszystkim inspirującej lektury czwartego tomu Zeszytów Energetycznych i zachęcam do zamieszczania interesujących publikacji w kolejnych wydaniach.

Dostęp do artykułów jest możliwy również poprzez stronę internetową Zeszytów Energetycznych: [www.ze.pwr.edu.pl](http://www.ze.pwr.edu.pl).

*Henryk Andeja*







## **Pressure drop and temperature uniformity during flow boiling of refrigerant R245fa in microchannels**

**Stanisława Sandler, Bartosz Zajączkowski, Bogusław Białko**

*Technical University of Science and Technology, Faculty of Mechanical and Power Engineering  
Department of Thermodynamics, Theory of Machines and Thermal Systems  
E-mail: stanislawa.sandler@pwr.edu.pl*

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

### ABSTRACT

Cooling computer processors (CPUs) requires dissipating heat from small heat transfer areas. This results in high heat flux densities to be rejected from the microprocessor. Flow boiling in microchannels receives much attention as a potential solution for CPU cooling. It is characterized by high heat transfer coefficients and requires less working fluid inventory than air-based solutions.

However, large pressure drop occurs during phase transition. Moreover, CPU cooling system should provide wall temperature uniformity of the cooled component. Heat transfer coefficient, pressure drop and microprocessor wall temperature depend on microchannel geometry, thermophysical properties of refrigerant, and saturation temperature at which the process is held.

This paper focuses on studying pressure drop and temperature uniformity of 40 x 40 mm microchannel evaporator with R245fa as a working fluid. The analysed heat flux density is 80 kW/m<sup>2</sup> and the vapor quality change along the heat exchanger is 0.2. The study covers saturation temperatures ranging from 30 to 70°C and microchannel diameters varying between 0.35 and 2 mm. Results of the analysis show that the heat transfer coefficient and wall temperature uniformity increase with increasing saturation temperature and decreasing hydraulic diameter. The maximum and minimum observed non-uniformities were 2.58 and 0.69 K, respectively. Decreasing hydraulic diameter increases pressure losses in the micro-evaporator. The observed pressure drop ranged from 38 to 3753 Pa. Saturation temperature has negligible impact on pressure drop.

**KEYWORDS:** *flow boiling, microchannel, refrigerant*

---

## 1. INTRODUCTION

Progressing miniaturization of computer chips and an increase of their computing power rise cooling demand of microprocessors. For example, the Intel<sup>®</sup> Core<sup>™</sup> i7 processor has a maximum cooling demand of 130 W which is dissipated by the integrated heat spreader (IHS) with the size of ca. 40 x 40 mm [1]. This yields a heat flux density of about 80 kW/m<sup>2</sup>. Additionally, the temperature of the processor core (die) should be kept uniform across its surface and not exceed 85°C [4]. A typical processor package assembly is depicted in Fig. 1.



**Fig. 1:** Typical processor package assembly: A - IHS, B - die, C - substrate

Cooling requirements can be achieved by micro-evaporators. These heat exchangers consist of parallel coupled microchannels where flow boiling of refrigerant occurs. Details on microchannel cooling can be found in [2].

One of the most commonly used definitions of microchannel has been proposed by Kew and Cornwell [3]. They defined it as a channel with the Confinement number  $Co$  lower than 0.5:

$$Co = \frac{[\sigma / (g(\rho_l - \rho_v))]^{0.5}}{d_h} < 0.5 \quad (1)$$

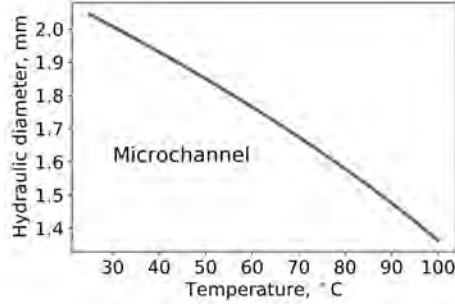
where  $\sigma$  is the surface tension in N/m<sup>2</sup>,  $g$  is the gravitational acceleration in m/s<sup>2</sup>,  $\rho_l$  is the density of the liquid phase in kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_v$  is the vapor density in kg/m<sup>3</sup> and  $d_h$  is the hydraulic diameter of the microchannel in m.

High values of heat transfer coefficient during flow boiling allow reduction of refrigerant inventory required to cover the cooling demand. Choosing the right refrigerant influences heat transfer rates, pressure losses and system design. The ideal refrigerant should:

- Boil at temperatures lower than the temperature of the cooled component and higher than the temperature of the ambient. The boiling temperature should correspond to the pressure close to the ambient pressure.
- Yield low pressure losses and high heat transfer rates.
- Yield high values of critical heat flux and critical mass flux.  
Under critical heat flux conditions the heat transfer coefficient falls due to formation of a vapor clot at the microchannel wall. This causes an undesired raise in microchannel wall temperature. Refrigerant mass flux equal to or higher than critical mass flux results in occurrence of undesired compressible flow effects.
- Be resistant to flow instabilities (such as temperature/pressure oscillations or vapor backflow to the inlet plenum of the heat exchanger).

Saenen [5] conducted an analysis covering 39 refrigerants and concluded that R245fa is a good trade-off for an effective operation of flow-boiling-based cooling system. Agostini et al. [6] and Bertsch et al. [7] pointed out that thanks to its non-flammability and low saturation pressure, R-245fa allows lighter equipment and easier servicing of microelectronics cooling systems. Therefore, this refrigerant has been chosen as a working fluid

for the current analysis. Using Eq. (1), the threshold for transition to microchannel flow boiling for R245fa as a function of saturation temperature has been plotted in Fig. 2.



**Fig. 2:** Threshold for transition to microchannel flow boiling for R245fa

Works studying the behavior of heat transfer coefficient ( $HTC$ ) of R245fa in micro heat exchangers present changes of  $HTC$  with respect to vapor quality  $x$  defined as:

$$x = \frac{h - h_l}{h_{lv}} \quad (2)$$

where  $h$  and  $h_l$  are the enthalpies of the mixture and saturated liquid in kJ/kg,  $h_{lv}$  is the latent heat of vaporization in kJ/kg.

Due to imposed heat flux, vapor quality increases along the microchannel length. Studying  $HTC$  characteristics as a function of  $x$  allows prediction of microchannel wall temperature, which is crucial to design of cooling systems capable of providing safe operating temperature of the die.

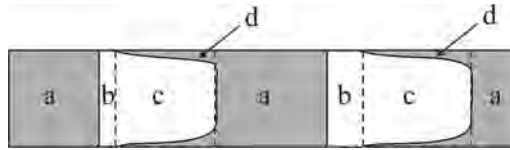
The heat transfer coefficient is a function of heat flux supplied, refrigerant mass flux, saturation temperature and resulting refrigerant thermophysical properties as well as channel geometry including surface roughness. However, data presented in the literature shows contradictory trends in  $HTC$  behaviour. Some authors reported that  $HTC$  falls with increasing vapor quality in the low quality region and rises in the high quality region [8], [10]. Others observed gradual decrease of  $HTC$  over the entire range of vapor qualities [9], [11].  $HTC$  exhibits also a non-consistent behaviour with respect to increasing heat and mass flux densities -  $q$ ,  $G$ . Most results of experimental studies show that  $HTC$  increases with rising  $q$ . Ong and Thome [8] stated that  $q$  has little influence on  $HTC$  value, and Agostini et al. [6] reported that its raise causes  $HTC$  to decrease at high heat flux densities. In terms of increasing mass flux density  $G$ , data shows that it has no effect on  $HTC$  [7], causes  $HTC$  to go up [8], [6] or fall [11]. The observed discrepancies in data available in the literature may be attributed to non-identical experimental conditions and test stands design. However, further scientific effort is required to fully clarify the inconsistency of the observed trends. Details of experimental studies on flow boiling of R245fa in mini/microchannels together with conditions of the experiments are summarized in Table 1.

The inconsistency of the observed behavior of  $HTC$  with respect to vapor quality makes it difficult to develop theoretical models that would be reliable in a wide range of operating conditions. The most recognized models are those of Thome et al. [12] and Bertsch et al. [13]. The first model is based on a two-phase flow pattern. Increas-

ing vapor quality along microchannel length is accompanied by changing flow pattern of the vapor-liquid mixture. When  $x$  is low, vapor bubbles are dispersed in the liquid phase (bubbly flow). At moderate  $x$  values, bubbles coalesce and form vapor slugs (intermittent flow). At high  $x$  values, vapor flows in the central part of the channel and the liquid phase forms a thin annular boundary layer (annular flow).

Thome et al. [12] based their model on the intermittent flow pattern. They assumed that the flow consists of an elongated vapor bubble that is trapped between vapor and liquid slugs (see Fig. 3).

They calculated local mean heat transfer coefficient as a sum of heat transfer through liquid and vapor slugs and a thin film of liquid trapped between the elongated bubble and the microchannel wall. Their model requires initial and minimum values of liquid film thickness as well as a bubble departure frequency.



**Fig. 3:** Flow pattern used in the model by Thome et al. [12]: a - liquid slug, b - vapor slug, c - elongated bubble, d - thin liquid film

Bertsch et al. [13] proposed a model where the heat transfer coefficient is a sum of the nucleate boiling term and the convective term. The first term accounts for heat transfer enhancement due to turbulization of the near wall liquid layer caused by the vapor bubble detachment. The second term addresses heat transfer growth due to forced flow of the liquid-vapor mixture. As vapor quality increases along the microchannel, the thickness of the liquid layer adjacent to the microchannel wall decreases together with the available wall superheat, and the nucleate boiling mechanism is suppressed. At the same time, rising vapor quality result in decreasing density and increasing velocity of the mixture which promotes the convective mechanism. To address these phenomena, the authors introduced correction factors which are functions of vapor quality.

Thermal model used in this article is the one of Bertsch et al. [13] because it can be used in a wide range of operating conditions, in contrast to the model by Thome et al. [12], which is limited to intermittent flow regime.

The aim of this paper is to study pressure drop and wall temperature distribution in a micro-evaporator used for microprocessor cooling. The working fluid is R245fa. The analysis covers microchannels with a hydraulic diameter ranging from 0.35 to 2 mm and fluid saturation temperatures in the range of 30-70°C. The primary objective of this work is analyze the influence of saturation temperature and microchannel geometry on hydraulic losses and wall temperature uniformity in a micro heat exchanger.

**Table 1:** Summary of experimental studies on flow boiling of R245fa in mini/microchannels

Source	$t_{sat}$ °C	No. chan- nels	Shape	$d_h$ or $W \times H$ mm	Length mm	$q$ kW/m <sup>2</sup>	$G$ kg/m <sup>2</sup> /s	$x$	$HTC(x)$ behaviour
Agostini et al. [6]	25	67	rectangular	0.223 0.68	20	36–1900	281–1501	0–0.75	For small values of $q$ ( $q < 400$ kW/m <sup>2</sup> ) and $x < 0.1$ , $HTC$ increases with increasing $x$ and does not depend on $q$ or $G$ if $G < 1000$ kg/m <sup>2</sup> /s. If $G > 1000$ kg/m <sup>2</sup> /s, $HTC$ exhibits a U-shaped trend with increasing $x$ . For medium values of $q$ ( $400 < q < 1280$ kW/m <sup>2</sup> ), $HTC$ does not depend on $x$ and increases with rising $q$ or $G$ . For high values of $q$ ( $q > 1280$ kW/m <sup>2</sup> ) at $G = 549.7$ kg/m <sup>2</sup> /s and $q > 1375$ kW/m <sup>2</sup> at $G = 690.3$ kg/m <sup>2</sup> /s, $HTC$ decreases with rising $x$ or $q$ and increases with rising $G$ .
Bertsch et al. [7]	8–30	17/33	rectangular	0.762 1.905	9.53	0–220	20–350	–0.2–0.9	For $x < 0.1$ , $HTC$ increases with increasing $x$ . Then it exhibits a plateau. For $x < 0.5$ , $HTC$ falls gradually with rising $x$ . $HTC$ rises with increasing $q$ . $G$ does not affect $HTC$ value.
Ong & Thome [8]	31	1	circular	1.03	180	2.3–250	200–1600	0–0.6	For small values of $x$ , $HTC$ remains constant or falls with increasing vapor quality. For higher values of $x$ (transition value of $x$ varied between approx. 0.05 and 0.17 depending on conditions), $HTC$ increases with rising $x$ . $HTC$ showed little dependence on $q$ and increased with increasing $G$ .
Bortolin et al. [9]	31	1	circular	0.96	228.5	5–85	200–400	0.05–0.85	$HTC$ falls with increasing vapor quality and increases with rising $q$ .
Charmay et al. [10]	60–80	1	circular	3	185	10–90	100–1500	0–1.0	$HTC$ remains constant as $x$ or $G$ increases in the low vapor quality region ( $x < 0.15 \div 0.2$ ) and increases with rising $x$ or $G$ in the high vapor quality region ( $x > 0.15 \div 0.2$ ). $HTC$ grows with increasing $q$ or $T_{evap}$ .
Charmay et al. [11]	100–120	1	circular	3	185	10–50	100–1500	0–1.0	$HTC$ increases with increasing $q$ or $T_{evap}$ . At 100°C, $HTC$ falls with increasing $x$ or rising $G$ in the low quality region ( $x < 0.2$ ). $HTC$ remains constant with increasing $x$ and rises with increasing $G$ in the high quality region ( $0.2 < x < 0.9$ ). At 120°C, $HTC$ decreases with increasing $x$ or rising $G$ in the entire range of vapor qualities.

## 2. PROBLEM DEFINITION

The micro-evaporator analyzed in this study is intended for microprocessor cooling. It is 40 mm long and 40 mm wide. Heat load to be removed from the system  $Q$  is 130 W, which using Eq. (3) yields base heat flux density  $q$  of 80 kW/m<sup>2</sup>.

$$q = \frac{Q}{W \cdot L} \quad (3)$$

where  $W$  and  $L$  are the width and the length of the heat exchanger base in m.

Working fluid enters the heat exchanger in a saturated state (at  $z = 0$   $x = 0$ ). Vapor quality is equal to 0.2 at the outlet due to small size of the heat exchanger. Total mass flow rate of refrigerant  $\dot{m}$  is calculated as:

$$\dot{m} = \frac{Q}{\Delta x h_{lv}} \quad (4)$$

where  $\Delta x$  is the change of vapor quality along the heat exchanger.

The heat exchanger consists of  $N$  parallel coupled microchannels with rectangular cross section, and the aspect ratio  $AR$  is 2. The analysis covers microchannels with hydraulic diameters  $d_h$  ranging from 0.35 to 2 mm. Microchannel width  $a$  and height  $b$  are calculated as follows:

$$a = \frac{d_h \cdot (a + AR)}{2 \cdot AR} \quad (5)$$

$$b = a \cdot AR \quad (6)$$

Equation (5) was taken from [15].

The width of fins that separate microchannels from each other is equal to the microchannel width. Number of channels is calculated with the following formula:

$$N = \frac{W - a}{2 \cdot a} \quad (7)$$

Mass flux density  $G$  in a given microchannel is the determined as:

$$G = \frac{\dot{m}}{N \cdot a \cdot b} \quad (8)$$

### 2.1. Calculation procedure

The calculation procedure involves dividing the heat exchanger into  $N$  calculation elements (microchannels) having the length of  $L$  (see Fig. 4). Each microchannel is divided into  $n$  elements with  $n + 1$  calculation nodes along its length. We have chosen the grid size  $n = 101$ . At  $i$ -th node vapor quality is calculated as:

$$x_i = \frac{Q}{N \cdot G \cdot h_{lv}} \cdot \frac{i \cdot l_i}{L} \quad (9)$$

where  $l_i$  is the length of the  $i$ -th element,  $l_i = L/n$ .

The heat transfer coefficient is determined following the procedure presented in section 3.1. Microchannel wall temperature at each calculation node is then calculated as:

$$t_{w,i} = t_{sat,i} + \frac{q_w}{HTC_i} \quad (10)$$

Pressure drop occurring along each element is calculated using the procedure described in Section 3.2.

Thermophysical properties of R245fa are assumed to be constant across each calculation element, and they are calculated using the CoolProp library [16].

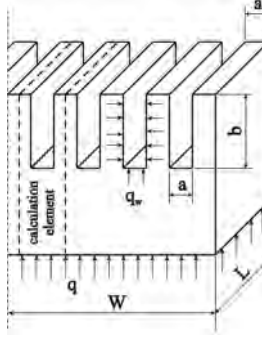


Fig. 4: Calculation domain geometry

### 3. MATHEMATICAL MODEL

#### 3.1. Thermal modeling

In the model by Bertsch et al. [13], the heat transfer coefficient  $HTC$  at given vapor quality  $x$  equals the sum of the nucleate boiling term and the convective term:

$$HTC = HTC_{nucl} \cdot S + HTC_{conv,tp} \cdot F \quad (11)$$

The nucleate boiling term  $HTC_{nucl}$  is given by:

$$HTC_{nucl} = 55 \cdot p_r^{0.12-0.2 \log_{10} R_p} \cdot (-\log_{10} p_r)^{-0.55} \cdot M^{-0.5} \cdot (q_w)^{0.67} \quad (12)$$

where  $p_r$  is the reduced pressure,  $R_p$  is the surface roughness, if unknown  $R_p = 1$ ,  $M$  is the molecular mass of the fluid in kg/kmol,  $q_w$  is the heat flux density at the microchannel wall in  $W/m^2$ .

The convective term  $HTC_{conv}$  can be calculated as a sum of heat transfer coefficients of liquid and vapor phases —  $HTC_{conv,l}$  and  $HTC_{conv,v}$ , respectively:

$$HTC_{conv,tp} = HTC_{conv,l} \cdot (1 - x) + HTC_{conv,v} \cdot x \quad (13)$$

The authors of the model used the Hausen correlation for developing laminar flow [14] to calculate  $HTC_{conv,l}$  and  $HTC_{conv,v}$  as this is the typical flow regime encountered in microchannels. The correction factors  $S$  and  $F$  are formulated as follows:

$$S = 1 - x \quad (14)$$

$$F = 1 + 80 \cdot (x^2 - x^6) \cdot e^{-0.6Co} \quad (15)$$

Equation (15) comes from extrapolation of the experimental data amassed by the authors of the model.

### 3.2. Hydraulic modeling

Pressure drop across the heat exchanger  $\Delta p_{tp}$  is calculated as a sum of accelerational  $\Delta p_{tp,a}$ , gravitational  $\Delta p_{tp,g}$  and frictional  $\Delta p_{tp,f}$  pressure drops:

$$\Delta p_{tp} = \Delta p_{tp,a} + \Delta p_{tp,g} + \Delta p_{tp,f} \quad (16)$$

As the microchannels considered in this paper are horizontal,  $\Delta p_{tp,g} = 0$ .

Methodology used for prediction of accelerational and frictional terms is based on the paper by Kim and Mudawar [15]. Phase change from liquid to vapor results in decreasing density and increasing velocity of the two-phase mixture. Consequently, an accelerational pressure drop occurs, which is expressed as:

$$\Delta p_{tp,a} = \int_0^L G^2 \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^2}{\alpha \cdot \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \cdot \rho_l} \right] dz \quad (17)$$

The void fraction  $\alpha$  (fraction of the channel volume that is occupied by the vapor phase) is calculated from the following relation:

$$\alpha = \left[ 1 + \frac{(1-x)}{x} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{2/3} \right]^{-1} \quad (18)$$

The frictional pressure drop is determined as:

$$\Delta p_{tp,f} = \int_0^L G^2 \left[ \frac{2f_l(1-x)^2}{\rho_l d_h} \cdot \left( 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \right) \right] dz \quad (19)$$

where  $X$  is the Lockhart-Martinelli parameter defined as [15]:

$$X^2 = \frac{f_l(1-x)^2 \rho_v}{f_v x^2 \rho_l} \quad (20)$$

Friction factors for liquid phase  $f_l$  and gas phase  $f_v$  depend on the Reynolds number of a respective phase. The correction factor  $C$  is a function of the Reynolds, Suratman, Weber and Boiling numbers. For a more detailed description of the procedure for calculation of  $f$  and  $C$ , the reader is referred to the full version of the article by Kim and Mudawar [15]. Integrals in equations (18) and (20) are approximated employing the rectangle method.

## 4. RESULTS AND DISCUSSION

The study focuses on an analysis of pressure drop and wall temperature uniformity along the heat exchanger as a function of micro channel hydraulic diameter and saturation temperature of the refrigerant. The temperature uniformity is defined as:

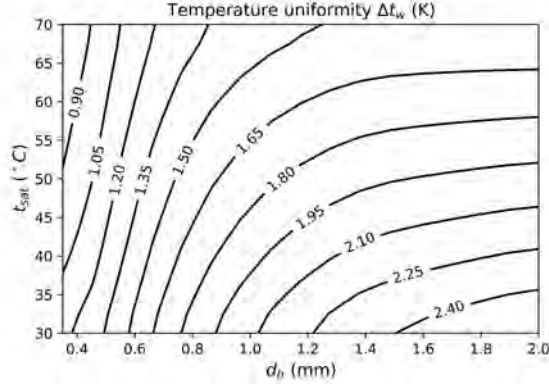
$$\Delta t_w = t_w^{\max} - t_w^{\min} \quad (21)$$

where  $t_w^{\max}$  and  $t_w^{\min}$  are the maximum and the minimum wall temperatures in °C.

Results are presented in Fig. 5 and Fig. 6. The wall temperature uniformity increases with decreasing hydraulic diameter of the microchannel and increasing saturation temperature of the refrigerant. The maximum and the minimum  $\Delta t_w$  were 2.58 and

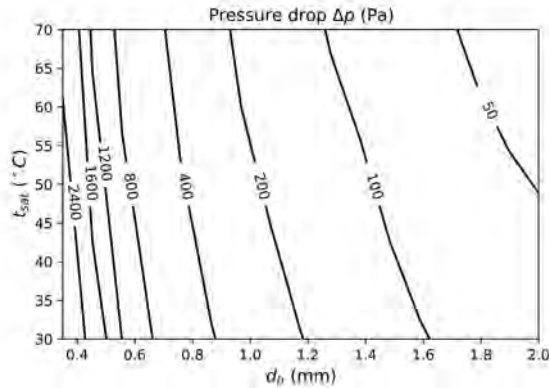


0.69 K, respectively. Decreasing diameter of the microchannel results in noticeable pressure drop occurring along the heat exchanger. Increasing saturation temperature causes the hydraulic losses to fall slightly, but its impact is negligible compared to microchannel geometry. The maximum and the minimum  $\Delta p$  were 3753 and 38 Pa, respectively.



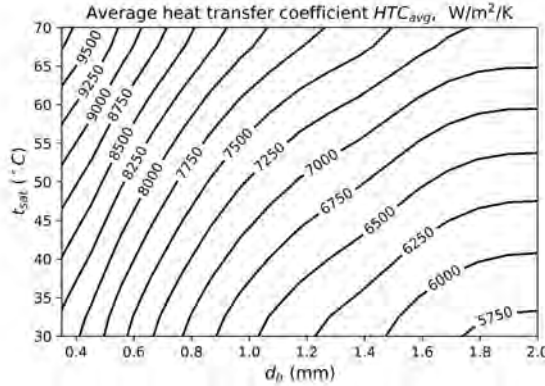
**Fig. 5:** Wall temperature uniformity as a function of microchannel geometry and refrigerant saturation temperature

Average values of  $HTC$  over microchannel length as a function of hydraulic diameter and saturation temperature are plotted in Fig. 7. Distribution of  $x$ ,  $HTC$ ,  $HTC_{nucl}$  and  $HTC_{conv}$  as a function of microchannel length  $L$  for chosen values of hydraulic diameter and saturation temperature is presented in Fig. 6.



**Fig. 6:** Pressure drop as a function of microchannel geometry and refrigerant saturation temperature

Distribution of  $HTC$  (Fig. 7) shows that its value increases with rising saturation temperature and decreasing hydraulic diameter of the microchannel. These results are consistent with [6], [7], [10], [11] where  $HTC$  increases with increasing saturation temperature/pressure. Moreover, Bertsch et al. [7] stated that decreasing hydraulic diameter causes  $HTC$  to rise. Comparison of the data with those in Fig. 5 indicates that higher values of  $HTC$  promote the uniformity of wall temperature.



**Fig. 7:** Heat transfer coefficient as a function of microchannel geometry and refrigerant saturation temperature

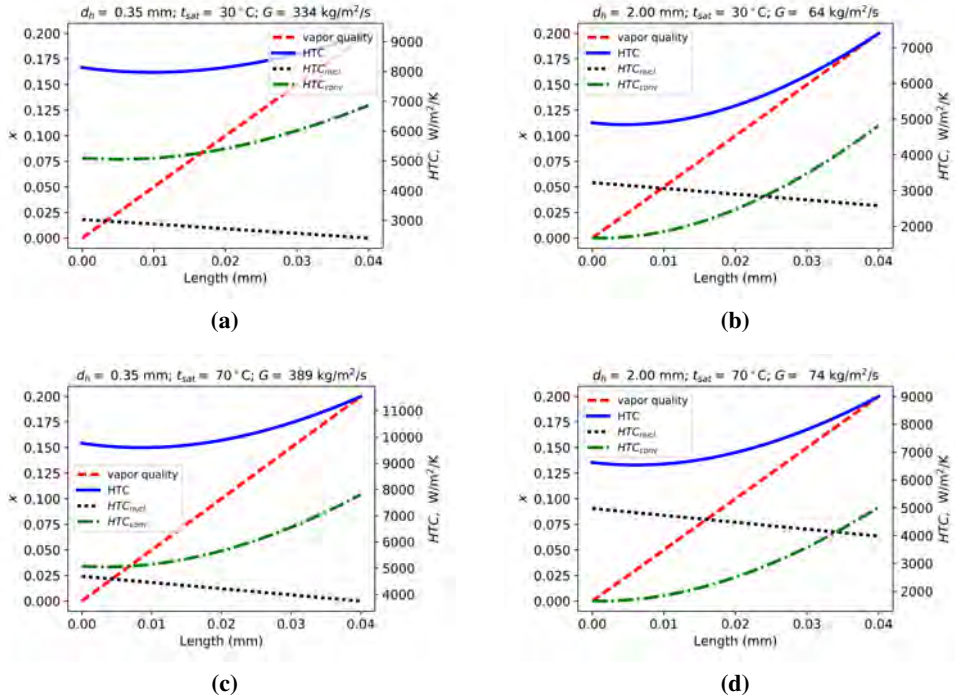
Data presented in Fig. 8 shows that  $HTC$  and  $HTC_{conv}$  decrease slightly for  $x < 0.05$  or  $x < 0.025$  and considerably increase for higher vapor qualities ( $x > 0.05$  or  $x > 0.025$ ) at  $d_h = 0.35$  mm and  $d_h = 2.00$  mm, respectively.  $HTC_{nucl}$  steadily decreases with rising  $x$  and microchannel length. At small hydraulic diameters, the convective term dominates over the entire range of the analysed vapor qualities. Increasing hydraulic diameter favors the dominance of nucleate term over the convective one. At  $d_h = 2.00$  mm and  $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , the nucleate term is higher than the convective one for  $x < 0.12$ , whereas at  $t_{sat} = 70^\circ\text{C}$  for  $x < 0.16$ . This indicates that increasing saturation temperature favors the nucleate boiling mechanism.

The reason for such behavior is that low hydraulic diameters yield high velocities of the two-phase mixture, which promotes the convective term. At high hydraulic diameters, the convective term dominance is shifted to high vapor quality region. In this region, the density of the mixture decreases due to phase transition, and consequently, the velocity rises. Increasing saturation temperature decreases the required radius of nucleation sites to become active and increases bubble departure frequency [10]. As the number of active nucleation sites and the number of departing bubbles increases, the turbulization of the liquid boundary layer rises, and the nucleate boiling mechanism becomes intensified.

In the range of the analysed conditions similar behavior of  $HTC(x)$  was described in [8]. For  $q = 78.9$  kW/m<sup>2</sup> (which is close to the heat flux density considered in this study  $q = 80$  kW/m<sup>2</sup>) and  $G = 400$  kg/m<sup>2</sup>s, Ong and Thome [8] showed that  $HTC$  decreased from 6000 to 5000 W/m<sup>2</sup>K while  $x$  changed from 0 to 0.17. Increasing vapor quality from 0.17 to 0.2 caused  $HTC$  to rise up to approx. 5500 W/m<sup>2</sup>K.

## 5. CONCLUSIONS

This paper presents a study on the impact of microchannel hydraulic diameter and refrigerant saturation temperature on micro heat exchanger operation. Analysed hydraulic diameters and saturation temperatures at the inlet of the heat exchanger ranged from 0.35 to 2.0 mm and 30 to 70°C, respectively. The working fluid was R245fa. The study focused on the assessment of wall temperature uniformity and pressure drop along a micro heat exchanger. Thermal calculations were performed by means of the model proposed by Bertsch et al. [13] and hydraulic calculations employed the approach pro-



**Fig. 8:** Heat transfer coefficient and vapor quality as a function of microchannel length (a)  $d_h = 0.35$  mm,  $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ,  $G = 334$  kg/m<sup>2</sup>s (b)  $d_h = 2.00$  mm,  $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ,  $G = 64$  kg/m<sup>2</sup>s (c)  $d_h = 0.35$  mm,  $t_{sat} = 70^\circ\text{C}$ ,  $G = 389$  kg/m<sup>2</sup>s (d)  $d_h = 2.00$  mm,  $t_{sat} = 70^\circ\text{C}$ ,  $G = 74$  kg/m<sup>2</sup>s

posed by Kim and Mudawar [15]. Results of the analysis showed that in the range of the analysed parameters:

- The difference between maximum and minimum wall temperatures ranged from 0.69 to 2.58 K. Wall temperature uniformity increases with decreasing hydraulic diameter of the microchannel and increasing saturation temperature of the refrigerant.
- The minimum and maximum values of  $HTC$  averaged over microchannel length were 5636 and 10140 W/m<sup>2</sup>K. Higher values are obtained for high saturation temperatures and small microchannel hydraulic diameters and result in increased uniformity of the wall temperature.
- At low hydraulic diameters, the prevailing heat transfer mechanism is convective boiling. High hydraulic diameters promote the dominance of nucleate boiling term. The upper limit of vapor quality at which the nucleate boiling term dominates increases with higher saturation temperatures.
- At  $d_h = 0.35$  mm and  $d_h = 2.00$  mm, the convective term experiences a slight fall for  $x < 0.05$  or  $x < 0.025$ , respectively and considerably increases outside these ranges.  $HTC_{nucl}$  steadily decreases with rising  $x$ .
- Pressure drop occurring in the heat exchanger ranged from 38 to 3753 Pa. Decreasing microchannel diameter increases the pressure drop. Increasing saturation temperature has a negligible impact on the hydraulic losses.

## REFERENCES

- [1] Intel® Core™ i7-900 Desktop Processor Extreme Edition Series and Intel® Core™ i7-900 Desktop Processor Series, Datasheet, Vol 1, Intel, February 2010.
- [2] Smakulski P., Pietrowicz S., *A review of the capabilities of high heat flux removal by porous materials, microchannels and spray cooling techniques*, Applied Thermal Engineering **104**, 636-646, 2016.
- [3] Kew P.A., Cornwell K., *Correlations for the Prediction of Boiling Heat Transfer in Small-Diameter Channels*, Applied Thermal Engineering **17**, 705-715, 1997.
- [4] Szczukiewicz S., Borhani N., Thome J.R., *Two-phase flow operational maps for multi-microchannel evaporators*, Int. J. Heat and Fluid Flow **42**, 176-189, 2013.
- [5] Saenen T., *Modeling a two-phase microchannel electronics cooling system* (doctoral thesis), Katholieke Universiteit Leuven – Faculty of Engineering, Belgium, 2013.
- [6] Agostini B., et al., *High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – Part II: Heat transfer characteristics of refrigerant R245fa*, Int. J. Heat and Mass Transfer **51**, 5415-5425, 2008.
- [7] Bertsch S.S., Groll E.A., Garimella S.V., *Effects of heat flux, mass flux, vapor quality, and saturation temperature on flow boiling heat transfer in microchannels*, Int. J. Multiphase Flow **35**, 142-154, 2009.
- [8] Ong C.L., Thome J.R., *Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030 mm circular channel*, Experimental Thermal and Fluid Science **33**, 651-663, 2009.
- [9] Bortolin S., Del Col D., Rossetto L., *Flow Boiling of R245fa in a Single Circular Microchannel*, Heat Transfer Engineering **32**, 1160-1172, 2011.
- [10] Charnay R., Bonjour J., Revellin R., *Flow boiling characteristics of R-245fa in a minichannel at medium saturation temperatures*, Experimental Thermal and Fluid Science **59**, 184-194, 2014.
- [11] Charnay R., Bonjour J., Revellin R., *Flow boiling heat transfer in minichannels at high saturation temperatures: Part I – Experimental investigation and analysis of the heat transfer mechanisms*, International Journal of Heat and Mass Transfer **87**, 636-6524, 2015.
- [12] Thome J.R., Dupont V., Jacobi A.M., *Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model*, International Journal of Heat and Mass Transfer **47**, 3375-3385, 2004.
- [13] Bertsch S.S., Groll E.A., Garimella S.V., *A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels*, International Journal of Heat and Mass Transfer **52**, 2110-2118, 2009.
- [14] Hausen H., *Darstellung des Wärmeüberganges in Rohren durch verallgemeinerte Potenzbeziehungen*, Z. VDI Beiheft Verfahrenstechnik **4**, 91-102, 1943.
- [15] Kim S.M., Issam Mudawar I., *Review of databases and predictive methods for pressure drop in adiabatic, condensing and boiling mini/microchannel flows*, Int. J. Heat and Mass Transfer **77**, 74-97, 2014.
- [16] 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 & Engineering Chemistry Research **53**(6), 2498-2508, 2014.



## **Analiza wpływu rodzaju elementu odprowadzenia cieczy na parametry pracy pompy z wirnikiem otworowym**

**Bartłomiej Chomiuk**

*Politechnika Wroclawska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny  
Zakład Podstaw Konstrukcji i Maszyn Przepływowych  
E-mail: bartlomiej.chomiuk@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *dr hab. inż. Janusz Skrzypacz*

### STRESZCZENIE

W artykule przedstawiono wyniki analiz numerycznych i badań eksperymentalnych wpływu różnych typów elementów odprowadzenia cieczy na parametry pracy pompy odśrodkowej z wirnikiem otworowym. Wirniki otworowe stanowią wyraźną alternatywę dla klasycznych wirników łopatkowych w zakresie skrajnie niskich szybkoobrotowości  $n_q < 10$ . Celem badań jest weryfikacja jakościowa oraz ilościowa wyników uzyskanych drogą modelowania numerycznego oraz próba oszacowania dokładności, poprzez zbadanie wpływu prame-trów siatki (tj. wielkości elementów oraz ich ilości) i modelu turbulencji, z jaką symulacje numeryczne odwzorowują przepływ rzeczywisty.

**SŁOWA KLUCZOWE:** *pompa wirowa, pompa odśrodkowa, pompa z wirnikiem otworowym, element odprowadzenia cieczy, CFD*

---

### 1. WPROWADZENIE

Z hydraulicznego punktu widzenia, pompa składa się z dwóch elementów: wirnika, który odpowiada za konwersję energii mechanicznej silnika na energię hydrauliczną transferowaną do cieczy oraz elementu odprowadzenia cieczy z wirnika. Stator jest komponentem pompy, który realizuje następujące funkcje:

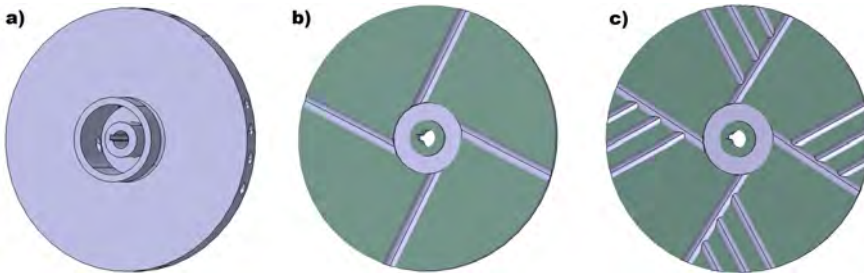
- Gromadzi ciecz wypływającą z wirnika i prowadzi ją do wylotu z pompy lub do wlotu wirnika następnego stopnia w pompach wielostopniowych.
- Przekształca energię kinetyczną cieczy za wylotem wirnika na energię potencjalną. Sprawność tej przemiany w dużej mierze determinuje sprawność całej pompy.

- Wydajność tego elementu determinuje położenie nominalnego punktu pracy na charakterystyce pompy.

Element wylotowy pompy jest więc niezwykle ważnym komponentem, którego typ i konstrukcja w dużej mierze wpływa na osiągi pompy, kształt charakterystyki przepływu, położenie nominalnego punktu pracy oraz poziom sprawności.

Rola elementu odprowadzenia nabiera szczególnego znaczenia w przypadku nietypowych konstrukcji wirnika. Przykładem takiej konstrukcji jest wirnik otworowy, pracujący w zakresie ultra niskich wyróżników szybkobieżności ( $n_q < 10$ ), którego szczegóły konstrukcyjne przedstawiono na rys. 1 oraz w [1, 2]. Jest to konstrukcja wykorzystująca do transferu energii klasyczny przepływ odśrodkowy cieczy przez kanały wewnętrzne wirnika (mogą być one prostymi, nawierconymi otworami).

Ze względu na małą powierzchnię wylotową, zlokalizowaną okresowo po obwodzie wirnika (rys. 1b), konstrukcja elementu odprowadzenia współpracującego z takim wirnikiem jest niezwykle trudna. Aby poprawić warunki współpracy, w wirnikach otworowych stosuje się niekiedy dodatkowe otwory boczne (rys. 1c) [1].



**Rys. 1:** Wirnik otworowy: a) widok główny wirnika bazowego, b) przekrój wirnika bazowego, c) przekrój wirnika z dodatkowymi kanałami bocznymi

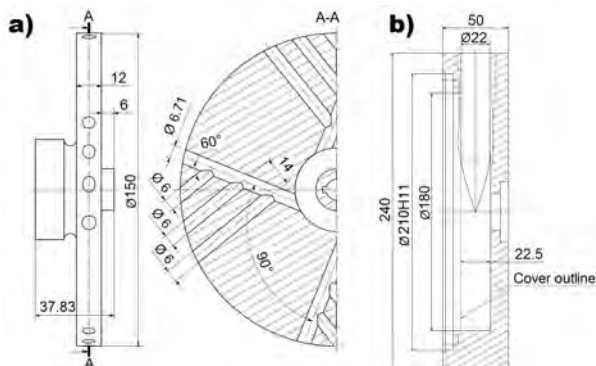
Celem niniejszej publikacji jest zbadanie wpływu typu i konstrukcji elementu odprowadzenia cieczy, współpracującego z wirnikiem otworowym z otworami bocznymi, na osiągane parametry energetyczne oraz analizę zjawisk przepływowych występujących podczas pracy pompy przy zastosowaniu wspomnianych elementów hydraulicznych. W pracy wzięto pod uwagę kanał spiralny oraz kanał koncentryczny przy różnej konfiguracji cech konstrukcyjnych wspomnianych elementów. Jako główną metodykę badawczą zastosowano analizy numeryczne typu CFD, których wyniki zostały zweryfikowane doświadczalnie na odpowiednio zaprojektowanym stanowisku badawczym.

J.F. Gulich [1] uważa, że dla pomp z niskim i skrajnie niskim kinematycznym wyróżnikiem szybkobieżności lepiej jest zastosować kanał o stałym przekroju niż inny element odprowadzenia, gdyż wraz ze spadkiem  $n_q$  różnica w sprawności między kanałem koncentrycznym a kanałem zbiorczym spiralnym maleje. Jako główną wadę kanału koncentrycznego można uznać fakt, iż następuje w nim, mieszanie się strug o różnych prędkościach, co z kolei powoduje zwiększenie strat hydraulicznych.

## 2. OBIEKT BADAŃ

Podstawowym obiektem analiz jest wirnik otworowy z kanałami bocznymi, których geometrię i wymiary przedstawiono na rys. 2a. Zarówno główne kanały przepływowe jak i dodatkowe kanały boczne (rys. 1c) na całej długości cechują się stałym

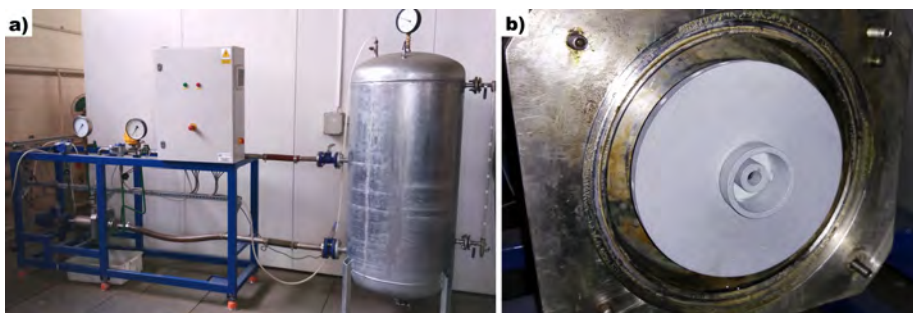
przekrojem poprzecznym. Boczne kanały przepływowe – w założeniu – zwiększają równomierność rozkładu prędkości i ciśnień w statorze, a tym samym poprawiają parametry pracy pompy. W niniejszym artykule geometria wirnika nie była modyfikowana. Za bazowy element odprowadzenia cieczy przyjęto kanał koncentryczny – znajdujący się na stanowisku pomiarowym – o wymiarach przedstawionych na rys. 2b.



Rys. 2: Bazowe wymiary geometryczne dla: a) wirnika otworowego, b) kanału koncentrycznego

### 3. STANOWISKO POMIAROWE

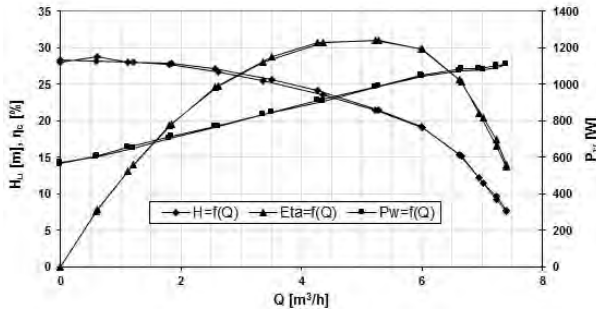
W celu weryfikacji wyników obliczeń numerycznych, zaplanowano i przeprowadzono badania doświadczalne na stanowisku pomiarowym, przedstawionym na rys. 3a. Głównym elementem stanowiska jest pompa modelowa (rys. 3b), z kanałem zbiorczym o specjalnej konstrukcji. W badaniach wykorzystano: wirnik otworowy i kanał koncentryczny, zwane w dalszej części jako konfiguracja bazowa. Pomiar na stanowisku odbywał się w sposób całkowicie zautomatyzowany, zgodnie z zaleceniami normy stosowanej przy pomiarach długotrwałych maszyn hydrotechnicznych [8]. Przyrządy pomiarowe wykorzystane do pomiaru wymaganych wielkości fizycznych na stanowisku badawczym zostały przedstawione w [2].



Rys. 3: Prezentacja stanowiska pomiarowego: a) widok ogólny stanowiska, b) widok na pompę modelową ze zdemontowaną przednią tarczą korpusu

Wyniki pomiarów charakterystyk energetycznych pompy modelowej w konfiguracji bazowej przedstawiono na rys. 4. Uzyskane charakterystyki zostaną wykorzystane do walidacji przyjętego toku postępowania przy obliczeniach numerycznych. Dzięki

temu zabiegowi możliwe będzie zbadanie wpływu poprawności doboru m.in.: modelu turbulencji, schematu dyskretyzacji czy wielkości siatki dyskretnej.



Rys. 4: Charakterystyka energetyczna dla modelowej pompy z wirnikiem otworowym

#### 4. METODYKA OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

W niniejszym eksperymencie, jako podstawową metodę badawczą przyjęto technikę zwaną CFD (Computational Fluid Dynamics). W pierwszym kroku – jako model podstawowy – odwzorowano geometrię elementów przepływowych pompy modelowej w konfiguracji bazowej. W dalszych etapach geometria wirnika pozostawała identyczna, zmieniano natomiast typ i geometrię elementów odprowadzenia płynu za wirnika otworowego. W związku z tym, że pompy z wirnikiem otworowym nie są typowymi pompami wirowymi oraz powszechnie stosowanymi w przemyśle, niezbędne jest przyjęcie kilku założeń odnośnie przeprowadzania symulacji numerycznych. Analizując dostępną literaturę poruszającą tematykę pomp pracujących w zakresie skrajnie niskiego wyróżnika szybkoobrotowości ( $n_q < 10$ ), można stanowczo stwierdzić, że przedstawione w artykule rozwiązanie konstrukcyjne jest niespotykane i wyjątkowe. Bazując na literaturze [3, 4, 5, 6, 7] poruszającej tematykę badań nad współpracą elementu odprowadzenia cieczy z innowacyjnymi konstrukcjami wirników łopatkowych można stwierdzić, że w pompach o skrajnie niskim  $n_q$  model turbulencji znacząco wpływa na parametry pracy pompy. Należy przyjąć jak najdokładniejszy model turbulencji, gdyż przy tak niskich przepływach powstają silne zawirowania oraz inne zjawiska niestacjonarne. To one wpływają w głównej mierze na sprawność hydrauliczną i całkowitą pompy.

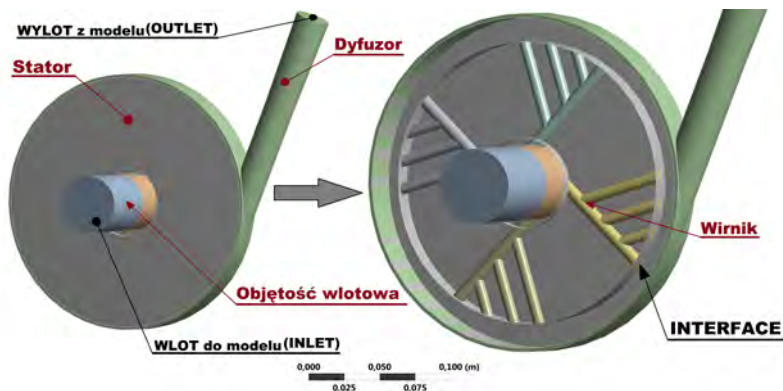
Symulacje wykonano dla następujących ustawień:

- model turbulencji SST (Shear Stress Transport),
- płyn: czysta woda o temperaturze 20°C,
- schemat obliczeniowy SIMPLE [7],
- dla wszystkich równań przyjęto dyskretyzację schematem drugiego rzędu,
- poziom residuów (wpływających na zbieżność obliczeń)  $e = 10^{-5}$ .

Obliczenia wykonano dla stanu niestacjonarnego. Prędkość obrotowa wirnika wynosiła 2870 obr/min. Założono, iż jeden obrót wirnika to 120 kroków czasowych. Wartość kroku czasowego wyznaczona zgodnie z [8], wynosiła  $t_s = 5.2 \cdot 10^{-4}$  s. Pozostałe warunki brzegowe zdefiniowano zgodnie z rys. 5 jako:

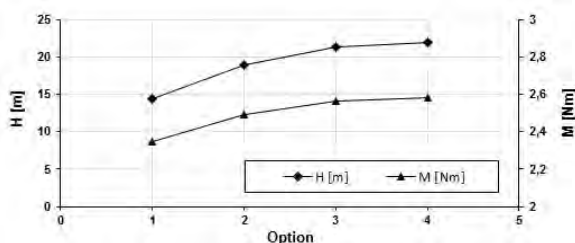


- Inlet model – prędkość płynu na wlocie do modelu, odpowiadająca założonej wydajności oraz intensywność turbulencji  $T_i = 0.4$ .
- Walls – prędkość płynu w kierunku prostopadłym do ścianki  $u_x = 0$ , zerowy gradient ciśnienia  $dp/dn = 0$ .
- Outlet model – strumień masy i lepkość płynu stałe, zakładane ciśnienie na wylocie  $p = 300kPa$ , intensywność turbulencji przepływu wstecznego  $T_{ibf} = 0.2$ .



Rys. 5: Uproszczony model geometryczny pompy użyty na potrzeby analiz numerycznych

Wygenerowano niestructuralną siatkę numeryczną z warstwą przyścienną, która została nałożona na model geometryczny pompy. W celu określenia optymalnego rozmiaru siatki wykorzystano metodę GIT (Grid Independance Test). Obliczenia wykonano dla czterech wariantów siatek różniących się od siebie wielkością i liczbą elementów. Wyniki analiz przedstawiono na rys. 6. Dla każdej analizowanej siatki wyliczono takie same parametry porównawcze – wysokość podniesienia pompy  $H$  oraz moment całkowity  $M$ . Z przeprowadzonych analiz wynika, iż siatką, której wielkość elementu dyskretnego nie wpływa na rozwiązanie (tj. nie generuje większego błędu dyskretyzacji niż dopuszczalny) jest siatka nr 3. W każdym przypadku siatka została zagęszczona w okolicach ścianek wirnika jak i elementu odprowadzenia.

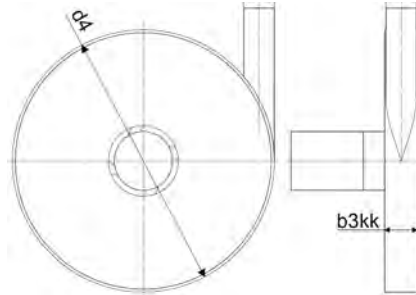


Rys. 6: Wpływ wielkości siatki dyskretniej na otrzymywane wyniki

## 5. WSPÓŁPRACA WIRNIKA OTWOROWEGO Z KANAŁEM KONCENTRYCZNYM

Aby przeanalizować współpracę wirnika otworowego z kanałem koncentrycznym – przy różnej konfiguracji cech konstrukcyjnych kanału – wykonano obliczenia numeryczne przepływu przez pompę, dla których otrzymano charakterystyki jak na rys. 9. Zbadano wpływ zmian wielkości następujących parametrów geometrycznych (rys. 7):

- Średnica zewnętrzna  $d_4$  kanału – w zakresie 160–186 mm; bazowa 180 mm.
- Szerokość  $b_{3kk}$  przekroju poprzecznego kanału – w zakresie 16,5–26,5 mm; bazowa 22,5 mm.
- Zmiana kształtu przekroju poprzecznego – prostokątny, okrągły i trapezowy.

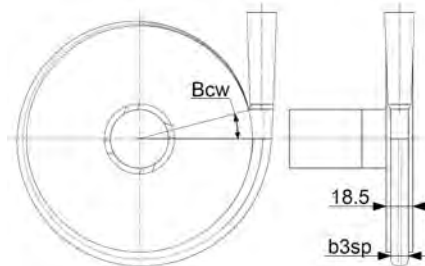


Rys. 7: Wymiary kanału koncentrycznego

## 6. WSPÓŁPRACA WIRNIKA OTWOROWEGO Z KANAŁEM SPIRALNYM

W następnym etapie przeanalizowano współpracę wirnika otworowego z kanałem spiralnym przy różnej konfiguracji jego cech geometrycznych, które zestawiono na rys. 10. Natomiast przetestowano wpływ następujących parametrów (rys. 8):

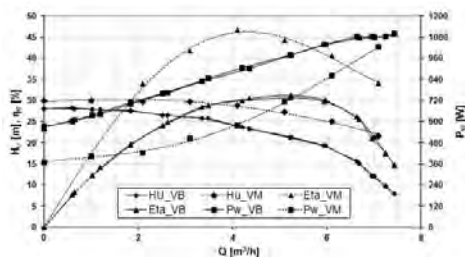
- Kąt  $B_{cw}$  początku języczka spirali – w zakresie 0–26°; bazowy kąt 0°.
- Szerokość  $b_{3sp}$  przekroju poprzecznego kanału – w zakresie 10–18,5 mm; bazowa 18,5 mm.
- Zmiana kształtu przekroju poprzecznego – prostokątny, okrągły i trapezowy.



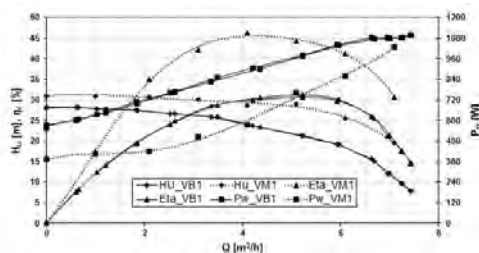
Rys. 8: Wymiary kanału spiralnego

## 7. ZESTAWIENIE WYNIKÓW BADAŃ

Uzyskane charakterystyki energetyczne dla analizowanych przypadków współpracy wirnika otworowego z kanałem koncentrycznym bądź kanałem spiralnym przedstawiono na rys. 9 oraz rys. 10. W obu przypadkach liniami ciągłymi poprowadzone zostały charakterystyki dla wariantu bazowego (VB), zaś liniami przerywanymi zostały odwzorowane charakterystyki dla wariantu racjonalnego (VM).

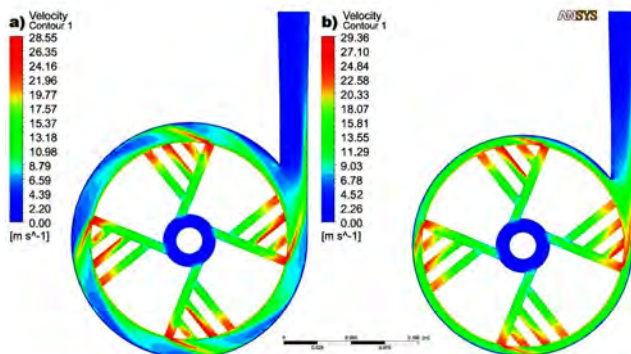


Rys. 9: Charakterystyka dla pompy z kanałem koncentrycznym

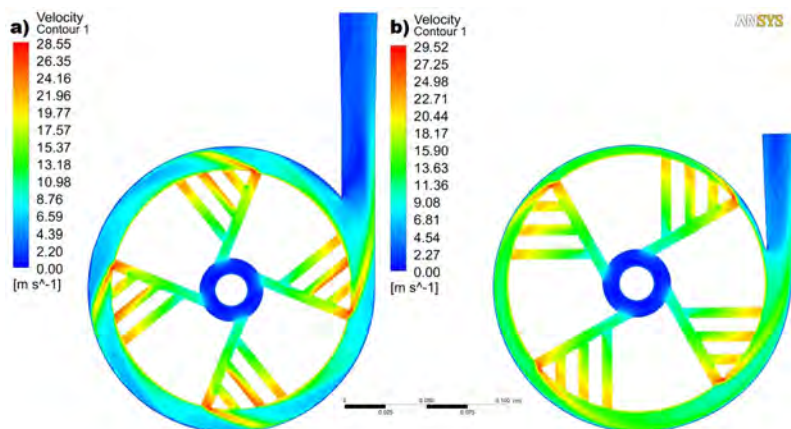


Rys. 10: Charakterystyka dla pompy z kanałem spiralnym

Analizując przedstawione wykresy widać, iż analizowane – w rozdziałach 5 i 6 – zmiany cech geometrycznych elementów odprowadzenia w znaczący sposób wpływają na poprawę parametrów pracy pompy. Znacząco wzrosła sprawność całkowita pompy. Zmalało zaś zapotrzebowanie na moc. Spowodowane to może być zmniejszeniem wszelkich pulsacji i zawirowań płynu w statorze dzięki zawężeniu przekroju poprzecznego tegoż elementu. Dodatkowo na rys. 11 ukazano rozkłady wektorów prędkości bezwzględnej dla bazowej i racjonalnej konstrukcji kanału koncentrycznego oraz na rys. 12 dla bazowej i racjonalnej konstrukcji kanału spiralnego. W obu przypadkach dobrze widać, iż racjonalizacja elementu odprowadzenia znacząco poprawiła rozkład wektorów prędkości.



Rys. 11: Rozkład prędkości bezwzględnej w kanale koncentrycznym: a) bazowym, b) racjonalnym



Rys. 12: Rozkład prędkości bezwzględnej w kanale spiralnym: a) bazowym, b) racjonalnym

## 8. PODSUMOWANIE

Pompa ośrodkowa z wirnikiem otworowym stanowi ciekawą alternatywę dla klasycznych wirników łopatkowych, pracujących w zakresie wyróżnika szybkobieżności ( $n_q < 10$ ). Prawidłowa konstrukcja wirnika otworowego oraz elementu odprowadzenia może skutkować osiągnięciem sprawności porównywalnych lub nawet wyższych niż wirniki łopatkowe w rozpatrywanym zakresie parametrów pracy.

Wiedza na temat konstrukcji elementów hydraulicznych pomp odśrodkowych, pracujących w zakresie parametrów odpowiadających założonemu wyróżnikowi szybkobieżności jest niewystarczająca. Jak ukazały powyższe badania, kanał koncentryczny o zoptymalizowanej geometrii przepływowej osiągnął znacznie lepsze wartości parametrów energetycznych pompy w porównaniu do swojej bazowej konstrukcji. Podsumowując poszczególne etapy powyższych badań można sformułować następujące wnioski:

- W rozpatrywanej klasie zagadnień przepływowych, najlepszym modelem turbulencji z punktu widzenia dokładności i czasu obliczeń jest model SST.
- W wydajności, odpowiadającej nominalnemu punktowi pracy pompy generowany błąd obliczeniowy nie przekroczył 1.6%.
- Poprzez poprawny dobór typu i konstrukcji elementu odprowadzenia, współpracującego z wirnikiem otworowym, można uzyskać względny przyrost sprawności o blisko 14%, wzrost wysokości podnoszenia o ponad 20% oraz spadek zapotrzebowania mocy przez pompę o blisko 15% w stosunku do bazującej na zaleceniach z literatury.
- Analizując wyniki współpracy wirnika otworowego z kanałem spiralnym, można zauważyć, że wyniki uzyskane dla współpracy z kanałem koncentrycznym są praktycznie porównywalne. Wydaje się, że z względu na łatwość wykonania kanał koncentryczny jest najlepszym wyborem do współpracy z wirnikiem otworowym w zakresie skrajnie niskich wartości  $n_q$ .

**LITERATURA**

- [1] Gulich J.F., *Centrifugal Pumps. Second Edition*, Springer-Verlag, 2010.
- [2] Skrzypacz J., *Analiza pracy pompy z wirnikiem otworowym*, *Pompy–Pompownie*, **2**, 32–35, 2008.
- [3] Kagawa S., Choi Y., Kurokawa J., Matsui J., *Performance of very low specific speed Centrifugal pumps with circular casing*, *Journal of Fluid Science and Technology* **2**, **1**, 130–138, 2007.
- [4] Matsui J., Kurokawa J., Choi Y., Nishino K., *Flow in the low specific speed Centrifugal pump with circular casing*, *Proceedings of the XXIII rd. IAHR Symposium*, Yokohama, 1-10, 2006.
- [5] Choi Y., Kurokawa J., Matsui J., Imamura H., *Internal flow Characteristics of a Centrifugal pump with very low specific speed*, *Proceedings of the XXI st IAHR Symposium on HMaS*, 1–7, 2002.
- [6] Kelder J.D.H., Dijkers R.J.H., van Esch B.P.M., *Experimental and theoretical study of the flow in the volute of a low specific-speed pump*, *Fluid Dynamics Research*, **28(4)**, 267–280, 2001.
- [7] Choi Y., Kurokawa J., Matsui J., *Performance and internal flow characteristics on a very low specific speed centrifugal pump*, *Journal of Fluids Engineering*, **128(2)**, 341–349, 2006.
- [8] EN ISO 9906:2000, *Rotodynamic pumps. Hydraulic performance, acceptance tests. Grades 1 and 2*, BSI, 2003.





## Wyznaczanie opływu profilu i sił aerodynamicznych działających na profil poruszający się ruchem trzepoczącym metodą cząstek wirowych

**Tomasz Kozłowski, Henryk Kudela**

*Politechnika Wrocławska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny*

*Katedra Technologii Energetycznych, Turbin i Modelowania Procesów Ciepłno-Przepływowych*

*E-mail: tomasz.kozlowski@pwr.edu.pl*

### STRESZCZENIE

W pracy przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych efektów aerodynamicznych, które powstają w ruchu trzepoczącym. Wybrano kinematykę właściwą dla małych owadów, które poruszają się w zakresie małych liczb Reynoldsa. Aby uchwycić zjawiska fizyczne decydujące o powstawaniu siły nośnej, model ruchu trzepoczącego został uproszczony. Zagadnienie zredukowano do dwóch wymiarów, natomiast skrzydło zastąpiono elipsą. W zakresie małych liczb Reynoldsa pole wirowości wokół profilu jest uporządkowane i wytwarzane w sposób okresowy. Do precyzyjnego śledzenia pola wirowego najwygodniej jest wykorzystać metody wirowe, dlatego w obecnej pracy zastosowano metodę cząstek wirowych typu „Wir w Komórcie”. Metodę cząstek wirowych sformułowano dla zagadnień w obszarach o nieregularnych kształtach, wykorzystując technikę odwzorowania konforemnego.

**SŁOWA KLUCZOWE:** *metoda cząstek wirowych, ruch trzepoczący, siła nośna, dynamiczne przeciągnięcie, wir krawędzi natarcia*

---

### 1. WPROWADZENIE

Lot w którym skrzydło wykonuje ruch trzepoczący jest bardzo złożony z punktu widzenia mechaniki płynów i wytwarzania sił aerodynamicznych. Samolot nie porusza skrzydłami, przemieszcza się i utrzymuje w powietrzu na skutek odpowiedniej geometrii profilu skrzydeł i siły ciągu wytwarzanej przez silniki. Skrzydła ptaków i owadów mogą się obracać, poruszać przeciwnie do kierunku ruchu oraz w górę i w dół. Taki ruch nazywany jest w literaturze ruchem trzepoczącym (ang. *flapping motion*). Zróżnicowana trajektoria ruchu skrzydła [18], pióra, czy elastyczność skrzydeł sprawiają, że trójwymiarowy model matematyczny, precyzyjnie ujmujący zjawiska przepływowe

wywołane ruchem trzepoczącym jest niezwykle złożony. Aby lepiej zrozumieć mechanizmy generacji sił na ruchomym profilu zasadne wydaje się sprowadzić zagadnienia do dwóch wymiarów. Podejście dwuwymiarowe jest szeroko stosowane w pracach poświęconych aerodynamice ruchu trzepoczącego [4, 7, 13]. W obecnej pracy uproszczono również model skrzydła. Profil sprowadzono do cienkiej, nieodkształcalnej elipsy. Ponadto badania dotyczyły aerodynamiki małych prędkości, przyjęto płyn nieściśliwy.

Mechanizmy powstawania siły nośnej i siły oporu na ruchomych skrzydłach ptaków i owadów zdeterminowane są przez ciągłe wytwarzanie struktur wirowych oraz ich transport i wzajemną interakcję. Takie zjawiska umownie nazywać będziemy efektami niestacjonarnymi. Typ ścieżki wirowej obserwowany za poruszającym się profilem decyduje o rozkładzie sił aerodynamicznych na profilu [8, 9, 16]. Wydaje się jednak, że o typie obserwowanej ścieżki wirowej decydować będzie dynamika pola wirowości w bliskim sąsiedztwie profilu. Wymienia się trzy podstawowe niestacjonarne efekty odpowiedzialne za powstawanie sił aerodynamicznych blisko ciała [13, 15, 18, 24]:

- Opóźnione oderwanie wiru krawędzi natarcia (LEV - ang. *Leading Edge Vortex*).
- Siła nośna wywołana obrotem skrzydła.
- Interakcja skrzydła ze śladem aerodynamicznym.

Wśród niestacjonarnych mechanizmów generacji siły nośnej podaje się również mechanizm *Clap-and-Flying*, który wprowadził po raz pierwszy Weis-Fogh [21]. Efekt ten nie jest właściwy wszystkim owadom, ponadto jest rzadko wykorzystywany w locie swobodnym, dlatego uważa się, że nie może stanowić podstawowego mechanizmu generacji siły nośnej [12, 15]. Dla skrzydła pracującego z ciągłą zmianą kąta natarcia szczególnie istotne jest niedopuszczenie do zjawiska dynamicznego przeciągnięcia. Zatrzymanie wiru (LEV) na górnej krawędzi profilu (opóźnione jego oderwanie z krawędzi natarcia) może być podstawowym zjawiskiem intensyfikującym siłę nośną na skrzydłach ptaków i owadów [3, 13]. Efekt ten może być dodatkowo wspierany przez obrót oraz interakcję ze śladem aerodynamicznym [3, 15, 18]. Wizualizacje eksperymentalne przeprowadzone w pracy [5] wskazują, że zjawiskiem odpowiedzialnym za opóźnione oderwanie może być mechanizm obserwowany w trzech wymiarach. Wyjaśnieniem mechanizmu opóźnienia dynamicznego przeciągnięcia w ruchu trzepoczącym może być także mała amplituda ruchu trzepoczącego [24]. Jeżeli amplituda ruchu będzie mała, wir krawędzi natarcia pozostanie przy ścianie, dlatego dodatkowe mechanizmy stabilizujące LEV nie będą wymagane.

W obecnej pracy wykorzystano dwa powszechnie znane opisy kinematyki ruchu trzepoczącego, właściwe małym owadom [22, 23]. Przyjęto, że ruch profilu jest zadany, a siły od płynu i siła grawitacji nie modyfikują ruchu profilu. Porównano pole wirowe oraz siły aerodynamiczne wytwarzane w zakresie liczb Reynoldsa:  $75 < Re < 2000$ . Przyjęto, że w zakresie małych liczb Reynoldsa obserwacja pola wirowego i separacji warstwy przyściennej na ścianie pozwoli uzupełnić informację o generacji sił na ruchomym profilu.

Do modelowania ruchu ciał w płynie zastosowano metodę cząstek wirowych typu „Wir w Komórce” sformułowaną dla płynu nieściśliwego, która na przestrzeni ostatnich lat osiągnęła stan dojrzałości i pod względem dokładności i szybkości w pełni konkuruje z innymi metodami numerycznego rozwiązywania równań ruchu cieczy [1, 2]. Metodę rozwinęto do badań w dwuwymiarowych obszarach nieregularnych, wykorzystując technikę odwzorowania konforemnego. Przekształcenie konforemne pozwala za-



stąpić nieregularny fizyczny obszar przepływu, obszarem prostokątnym. W obszarze prostokątnym zastosować można szybkie bezpośrednio algorytmy rozwiązywania równania Poissona, które charakteryzują się oszczędnością czasu obliczeń i pamięci komputera. Opracowana metoda cząstek wirowych doskonale nadaje się do badań efektów aerodynamicznych generowanych w ruchu trzepoczącym dzięki bezpośredniej analizie pola wirowości i efektywności zastosowanego algorytmu rozwiązywania równań ruchu płynu.

## 2. RÓWNANIA RUCHU I OPIS METODY „WIR W KOMÓRCZE”

Modelowanie niestacjonarnych zjawisk aerodynamicznych charakterystycznych dla ruchomych obiektów wymaga wyboru układu odniesienia, w którym prowadzi się obliczenia. W takich zagadnieniach wygodnie jest przyjąć układ związany z poruszającym się ciałem. Równania Naviera-Stokesa w zmiennych pierwotnych ( $\mathbf{u}$ ,  $p$ ), w układzie odniesienia związanym z poruszającym się ciałem (układ nieinercjalny), przy pominięciu siły grawitacji, można przedstawić w postaci [23]:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\nabla \mathbf{u}) \cdot \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f}_p \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

gdzie  $\mathbf{u} = (u, v)$  oznacza wektor prędkości, natomiast  $\mathbf{f}_p$  oznacza pozostałe człony wynikające z istnienia sił pozornych w układach nieinercjalnych:

$$\mathbf{f}_p = -\frac{d\mathbf{U}_0}{dt} - \left[ \frac{d\boldsymbol{\Omega}_0}{dt} \times \mathbf{r} + 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega}_0 \times (\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{r}) \right] \quad (3)$$

gdzie:  $\mathbf{r} = [x, y]$  oznacza wektor położenia, a  $\mathbf{U}_0$  i  $\boldsymbol{\Omega}_0$  – odpowiednio: wektor prędkości ruchu postępowego i wektor prędkości kątowej dla ciała poruszającego się w płynie.

Działając na równanie (1) operatorem rotacji, otrzymuje się równania ruchu płynu sformułowane dla funkcji prądu i wirowości:

$$\frac{\partial(\omega + 2\Omega_0)}{\partial t} + (\nabla \omega) \cdot \mathbf{u} = \nu \Delta \omega \quad (4)$$

$$\Delta \psi = -\omega \quad (5)$$

Ruch trzepoczący wygodnie jest badać wykorzystując równania ruchu płynu zapisane w postaci bezwymiarowej. Wykorzystano następujące wielkości bezwymiarowe:

$$x' = \frac{x}{c}, \quad u' = \frac{u}{U_0}, \quad t' = \frac{tU_0}{c}, \quad p' = \frac{p}{\rho U_0^2}, \quad \Omega'_0 = \frac{\Omega_0 c}{U_0}, \quad Re = \frac{U_0 c}{\nu} \quad (6)$$

gdzie  $c$  oznacza cięciwę (długość) profilu,  $\nu$  – kinematyczny współczynnik lepkości,  $\rho$  – gęstość,  $U_0$  – charakterystyczną prędkość i  $\Omega_0$  – prędkość kątową. Stosując relacje (6), równania ruchu płynu w zmiennych  $(\psi, \omega)$ , zapisane w nieinercjalnym układzie odniesienia, przy pominięciu siły grawitacji, można zapisać w postaci [7]:

$$\frac{\partial(\omega' + 2\Omega'_0)}{\partial t'} + (\nabla \omega) \cdot \mathbf{u}' = \frac{1}{Re} \Delta \omega' \quad (7)$$

$$\Delta \psi' = -\omega' \quad (8)$$

Ponieważ wszystkie równania poniżej będą zapisane w postaci bezwymiarowej, znak *prim* zostanie pominięty.

Funkcję prądu daleko od ciała, która uwzględnia ruch obrotowy  $\Omega_0$  i ruch postępowy  $U_0$  można przedstawić w następujący sposób [7]:

$$\psi_\infty = U_0(y \cos(\alpha) - x \sin(\alpha)) - \frac{\Omega_0}{2}(x^2 + y^2) \quad (9)$$

Wprowadzając zamianę zmiennych:

$$\omega^* = \omega + 2\Omega_0 \quad \text{i} \quad \psi^* = \psi - \psi_\infty \quad (10)$$

otrzymuje się obraz efektów ruchu ciała w płynie, postrzegany przez nieruchomego obserwatora.

### 2.1. Metoda cząstek wirowych we współrzędnych konforemnych

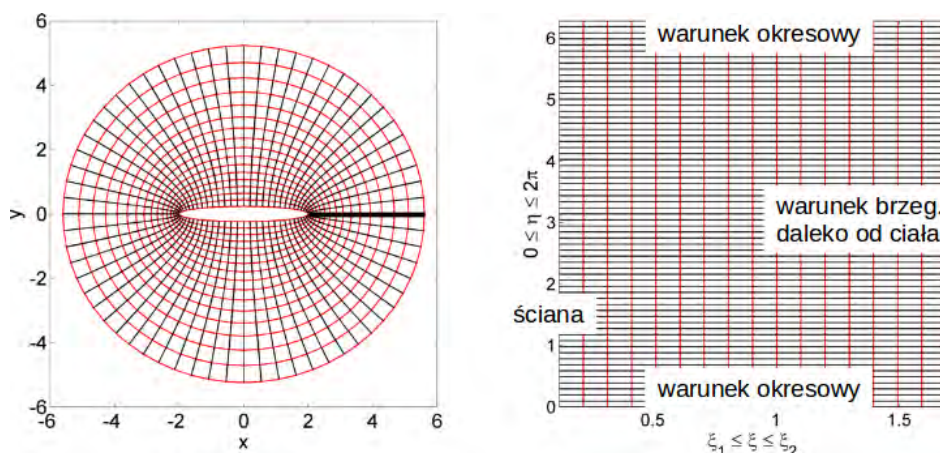
Aby lepiej dopasować siatkę numeryczną do brzegu ciała wykorzystaliśmy przekształcenie konforemne. Nieregularny, fizyczny obszar we współrzędnych  $(x, y)$  zastąpiony został obliczeniowym obszarem prostokątnym  $(\xi, \eta)$ , w którym zastosować można szybkie algorytmy do rozwiązywania równania Poissona. W pracy wykorzystano przekształcenie konforemne dla elipsy (rys. 1):

$$x + iy = \cosh(\xi + i\eta) \quad (11)$$

W nowych zmiennych  $(\xi, \eta)$ , po uwzględnieniu równań (10), równania ruchu (7), (8) są postaci (symbol \* został pominięty):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\nabla \omega) \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{Re \cdot J} \Delta \omega \quad (12)$$

$$\Delta \psi = -J\omega \quad (13)$$



**Rys. 1:** Eliptyczna siatka numeryczna po stronie lewej i równomierny obszar obliczeniowy po stronie prawej. Warunek zszycia obszaru (okresowości) zrealizowany jest na pogrubionej linii, rysunek po lewej

gdzie  $J$  oznacza Jakobian transformacji układu współrzędnych. Fizyczne składowe pola prędkości  $\mathbf{u}(u, v)$  wiąże się z funkcją prądu w następujący sposób:

$$u(\xi, \eta) = \frac{1}{J} \frac{\partial \psi}{\partial \eta}, \quad v(\xi, \eta) = -\frac{1}{J} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \quad (14)$$

Zerowanie składowej normalnej prędkości na ścianie jest realizowane przez przyjęcie stałej funkcji prądu  $\psi = \text{const}$ . Warunek braku poślizgu uzyskuje się wprowadzając odpowiednią porcję wirowości [1, 26], która zapewnia zerowanie składowej stycznej prędkości  $\mathbf{u} \cdot \mathbf{s}^0 = 0$ , gdzie  $\mathbf{s}^0$  oznacza wektor styczny do brzegu.

W metodach cząstek wirowych ciągłe pole wirowe zastępowane jest dyskretnym rozkładem cząstek. Obszar przepływu pokrywa się regularną siatką:  $h = \Delta\eta = \Delta\xi$ . W każdym oczku siatki umieszcza się cząstkę wirową o cyrkulacji:

$$\Gamma_p = \int_A \omega d\xi d\eta \quad (15)$$

gdzie  $A = h^2$ , przy czym:

$$\omega(\xi, \eta) = \sum_p \Gamma_p \delta(\xi - \xi_p) \delta(\eta - \eta_p) \quad (16)$$

## 2.2. Algorytm metody wirowej typu „wir w komórce”

Do rozwiązania równań (12), (13) wykorzystano algorytm dekompozycji lepkościowej. Na początku rozwiązuje się równanie nielepkości:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\nabla \omega) \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (17)$$

Z równania (17) wynika, że wzdłuż trajektorii cząstki płynu wirowość jest stała. Zgodnie z twierdzeniami Helmholtza, cząstki wirowe poruszają się jak materialne cząstki płynu [26]. Równanie różniczkowe cząstkowe (17) zastąpić można nieskończonym układem równań zwyczajnych:

$$\frac{d\xi_p}{dt} = u_p, \quad \frac{d\eta_p}{dt} = v_p, \quad \xi_p(0) = \alpha_1, \quad \eta_p(0) = \alpha_2 \quad (18)$$

gdzie  $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2)$  oznacza początkowe współrzędne położenia cząstek płynu. W obliczeniach numerycznych nieskończoną liczbę cząstek zastępujemy skończoną, umieszczając cząstki w węzłach siatki. Liczba cząstek jest równa liczbie oczek siatki. Układ równań (18) rozwiązano metodą Rungego-Kutty rzędu czwartego. Pole prędkości wyznaczono przez rozwiązanie równania Poissona (13) na siatce numerycznej i uwzględniając równania (14). Wartości prędkości dla cząstek położonych między węzłami, obliczono przez interpolację z węzłów na chwilowe położenia cząstek:

$$u(\xi_p, \eta_p) = \sum_{ij} l_{ij}(\xi_p, \eta_p) u_{ij} \quad (19)$$

gdzie  $ij$  odnosi się do numeru węzła siatki, a  $l_{ij}$  oznacza dwuwymiarową bazę interpolacyjną wielomianów Lagrange’a.

Ponieważ cząstki wirowe mają tendencję do koncentracji w obszarach o znacznych gradientach prędkości, w każdym kroku czasowym wykonano proces redystrybucji. Informacja o wirowości z cząstek została przeniesiona na oczka siatki numerycznej  $(i, j)$  przez interpolację:

$$\omega_{ij} = \frac{1}{h^2} \sum_p \Gamma_p \varphi_{hi}(\xi) \varphi_{hj}(\eta) \quad (20)$$

gdzie:

$$\varphi_{hi}(\xi) = \varphi\left(\frac{\xi - \xi_i}{h}\right), \quad \varphi_{hj}(\eta) = \varphi\left(\frac{\eta - \eta_j}{h}\right) \quad (21)$$

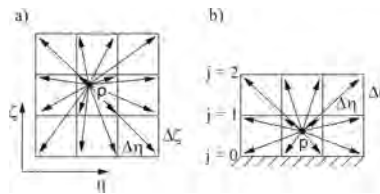
gdzie indeks  $p$  oznacza numer cząstki, a  $\varphi(\cdot)$  – jądro interpolacyjne. Sposób przekazywania informacji o wirowości z cząstek na węzły siatki numerycznej pełni fundamentalną rolę dla dokładności metod cząstek wirowych. W pracy redystrybucję zrealizowano wykorzystując interpolacyjne funkcje  $Z$ -sklejane [14]. Podstawową zaletą funkcji  $Z$ -sklejanych jest łatwa konstrukcja formuł wysokiego rzędu i formuł jednostronnych do zastosowania w pobliżu brzegu. Formuła czwartego rzędu wykorzystana w obecnej pracy jest postaci:

$$\varphi(x) = \begin{cases} 1 - \frac{5}{2}x^2 + \frac{3}{2}|x|^3 & \text{dla } |x| < 1 \\ \frac{1}{2}(2 - |x|)^2(1 - |x|) & \text{dla } 1 \leq |x| \leq 2 \\ 0 & \text{dla } |x| > 2 \end{cases} \quad (22)$$

Dla cząstek w bliskim sąsiedztwie ściany wykorzystano formuły jednostronne, które wyprowadzone zostały zgodnie z przepisem podanym w pracy [14]:

$$\varphi(x) = \begin{cases} 1 + \frac{1}{2}x^2 - \frac{3}{2}|x| & \text{dla } j = 0, |x| \leq 1 \\ -x^2 + 2|x| & \text{dla } j = 1, |x| \leq 1 \\ \frac{1}{2}x^2 - \frac{1}{2}|x| & \text{dla } j = 2, |x| \leq 1 \end{cases} \quad (23)$$

Schemat procesu redystrybucji przedstawiono na rys. 2.



**Rys. 2:** Redystrybucja wirowości z cząstek na węzły siatki numerycznej. a) dla cząstek, które znajdują się w odległości większej niż jedna komórka od brzegu, b) dla cząstek w sąsiedztwie ścianki

Oba jądra interpolacyjne zachowują trzy pierwsze momenty funkcji interpolującej:

$$\sum_p x_p^\alpha \varphi\left(\frac{x_p - x}{h}\right) = x^\alpha, \quad \alpha = 0, 1, 2 \quad (24)$$

co zapewnia, że interpolacja jest dokładna dla wielomianów stopnia drugiego [1].

Po procesie redystrybucji uwzględnia się lepkość przez rozwiązanie równania dyfuzji na siatce numerycznej:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{Re \cdot J} \Delta \omega \quad (25)$$

$$\omega(\xi_i, \eta_j, t_n) = \omega_0, \quad \omega|_{wall} = \omega_{(0,j)s} \quad (26)$$

gdzie  $\omega_{(0,j)s}$  oznacza wirowość na ścianie, a  $t_n$ :  $n$ -tą warstwę czasową. Warunek braku poślizgu:  $u = 0$ , uzyskuje się wprowadzając wirowość na ścianie:  $\omega_{(0,j)s} = -\psi_{\eta\eta}/J$ . Wartość  $\psi_{\eta\eta}$  wyznaczono z wzoru Briley'a, [25]:

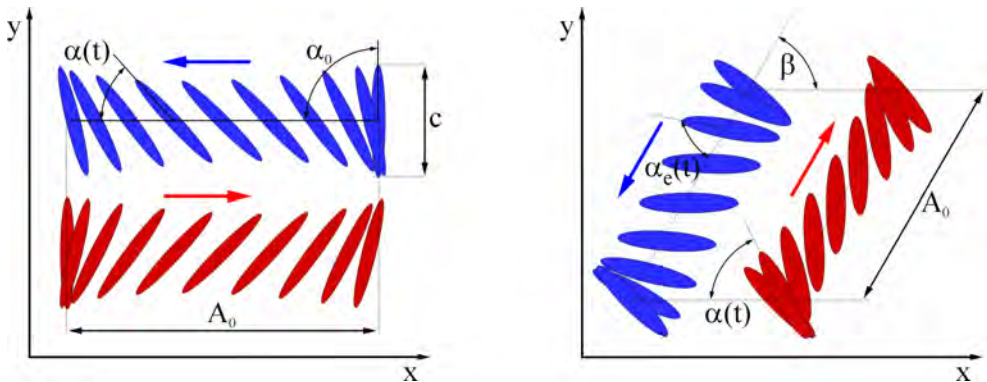
$$\omega_{(0,j)s} = \frac{1}{J} \frac{108\psi_{1,j} - 27\psi_{2,j} + 4\psi_{3,j}}{18h^2} + O(h^4) \quad (27)$$

gdzie  $h$  oznacza wymiar oczka siatki, indeks  $i = 0$  odnosi się do ścianki, a indeksy  $j = 1, 2, 3$  do kolejnych oczek siatki ( $jh$ ) od brzegu. Do rozwiązania równania dyfuzji, wykorzystano metodę naprzemiennych kierunków (ang. *ADI – Alternating Direction Implicit*). Rozwiązanie równania dyfuzji kończy  $n$ -ty krok czasowy metody cząstek wirowych.

Metoda typu „wir w komórce” została bardzo dokładnie przetestowana zarówno dla zagadnień ze znanym rozwiązaniem analitycznym, jak również dla zagadnień z dobrze udokumentowanymi wynikami eksperymentalnymi [10, 11].

### 3. MODELOWANIE RUCHU TRZEPOCZĄCEGO

W pracy przeprowadzono badania numeryczne dla dwóch znanych modeli ruchu trzepoczącego, rys. 3. Oba modele właściwe są dla małych owadów poruszających się w zakresie niewielkich liczb Reynoldsa. W pracach dotyczących aerodynamiki małych prędkości, ruch trzepoczący dzieli się zwykle na cykle [18, 24]. Na jeden cykl składa się ruch skrzydła w przód i ruch wstecz (przyjęto, że ruch w przód, to ruch w prawo), lub w dół i w górę. Skrzydło sprowadzono do cienkiej elipsy o długości cięciwy  $c$ , które porusza się z amplitudą  $A_0$ , pod kątem  $\beta$ , mierzonym od osi  $x$  przy kącie natarcia  $\alpha(t)$ , patrz rys. 3.



Rys. 3: Dwuwymiarowy model ruchu trzepoczącego; a) trzepotanie wzdłuż osi  $x$ , b) trzepotanie w kierunku nachylnym do osi  $x$ , pod kątem  $\beta$

### 3.1. Podstawowe parametry ruchu trzepoczącego

Ruch trzepoczący wygodnie jest analizować posługując się pewnymi charakterystycznymi liczbami bezwymiarowymi. Podstawową liczbą wykorzystywaną w badaniach ruchu ciał w płynie jest częstotliwość zredukowana [16, 18]:

$$k = \frac{fc}{U_0} \quad (28)$$

gdzie  $f$  oznacza częstotliwość trzepotania,  $c$  – cięciwę profilu i  $U_0$  – charakterystyczną prędkość. Wykorzystując relację  $t' = tU_0/c$  (formuły (6)), definicję częstotliwości zredukowanej  $k$  oraz bezwymiarową amplitudę przemieszczenia  $A_C = A_0/c$ , równania ruchu profilu (rys. 3) przedstawić można w postaci bezwymiarowej:

$$A(t) = \frac{A_C}{2} \cos(2\pi kt) \quad (29)$$

$$[x(t), y(t)] = A_C[\cos(\beta), \sin(\beta)] \quad (30)$$

przy czym pominięto indeks górny *prim* dla zmiennej  $t$ . Prędkość obliczono różniczkując składowe wektora przemieszczenia profilu

$$\mathbf{u} = \frac{d\mathbf{x}}{dt} + \Omega_0 \times \mathbf{r}$$

Oś obrotu umieszczono w środku ciężkości profilu. Zmianę kąta natarcia opisuje się wzorem:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_A \cos(2\pi kt), \quad \Omega_0 = \frac{d\alpha}{dt} \quad (31)$$

gdzie  $\alpha_0$  oznacza początkowy kąt natarcia,  $\alpha_A$  amplitudę kątową i  $\Omega_0$  prędkość kątową profilu. Niekiedy określa się również efektywny kąt natarcia  $\alpha_e$ , mierzony w odniesieniu do kierunku ruchu  $\alpha_e(t) = \alpha(t) + \beta$ . Jeden pełny cykl ruchu trzepoczącego, na który składa się ruch w przód i ruch wstecz, odpowiada pełnemu okresowi w równaniach (29)-(31), w bezwymiarowym czasie:  $kt = 1$ .

Liczbę Reynoldsa w ruchu trzepoczącym obliczano w relacji do prędkości maksymalnej środka ciężkości profilu  $U_{ref} = A_C \pi k$ , [18, 19, 24]:

$$Re = \frac{U_{ref} c}{\nu} = \frac{\pi f A_0 c}{\nu} \quad (32)$$

Typowe parametry opisujące omawiany dwuwymiarowy ruch trzepoczący, które przyjęto w obecnej pracy, przedstawiono w tabeli 1.

**Tabela 1:** Przyjęte parametry ruchu trzepoczącego dla modeli zamieszczonych na rys. 3, [22, 24].  
Parametr  $k$  zdefiniowano za pomocą wzoru (28)

ruch skrzydła	$\beta$	$\alpha_0$	$\alpha_A$	$A_C$	$k$
a) wzdłuż osi $x$	0	$\pi/2$	$\pi/4$	2.8	0.114
b) w kierunku nachylonym do osi $x$	$\pi/3$	$\pi/4$	$-\pi/4$	2.5	0.127

### 3.2. Współczynniki sił aerodynamicznych

Siły aerodynamiczne działające na profil wyznaczone zostały z równania:

$$\mathbf{F} = \int_S (-p \cdot \mathbf{n} + \boldsymbol{\tau}) dS \quad (33)$$

gdzie  $\boldsymbol{\tau}$  oznacza naprężenia styczne na ściance. Całkowitzą siłę  $\mathbf{F}$  rozłożono następnie na składową pionową  $F_y$  i poziomą  $F_x$ . Siła pionowa skierowana w górę i w dół będzie nazywana odpowiednio: dodatnią i ujemną siłą nośną. Współczynniki sił aerodynamicznych obliczano z zależności:

$$C_D = F_x / \frac{\rho}{2} U_{ref}^2 cb, \quad C_L = F_y / \frac{\rho}{2} U_{ref}^2 cb \quad (34)$$

przy czym  $U_{ref}$  opisuje maksymalną prędkość skrzydła w jednym cyklu,  $b$  oznacza umowną rozpiętość skrzydła ( $b = 1$ ). Przyjeliśmy także:  $\rho = 1$ .

## 4. WYNIKI OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

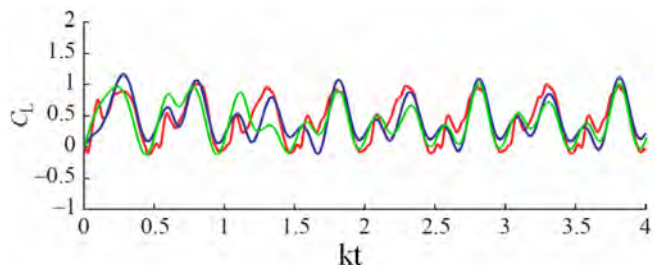
Do obliczeń wybrano współrzędne eliptyczne, rys. 1, które odwzorowano następnie na równomierną siatkę prostokątną stosując przekształcenie konforemne. Eliptyczny profil porusza się ruchem opisanym przez równania (29) i (30), z kątem natarcia danym wzorem (31). Typowe parametry kinematyki ruchu trzepoczącego wykorzystane w pracy, zamieszczono w tabeli 1. Obliczenia rozpoczynano przyjmując za warunek początkowy prędkość skrzydła i kąt natarcia dany wzorami (29), (30), (31), dla  $t = 0$  oraz płyn w spoczynku. Fizyczny obszar przepływu przetransformowano na równomierną siatkę prostokątną o rozmiarze  $n_\xi \times n_\eta = 256 \times 256$  dla  $Re \leq 125$  i  $512 \times 512$  dla wyższych liczb Reynoldsa. Przyjęto obszar obliczeniowy  $\{\xi_1 \leq \xi \leq \xi_1 + 2\pi, 0 \leq \eta \leq 2\pi\}$ , przy czym założono, że  $\xi_1 = 0, 125$  i  $0, 2$ , co odpowiada grubości elipsy  $b/c \approx 0.125$  i  $0, 20$ . Krok czasowy zmniejszono wraz z liczbą  $Re$ . Wybrano  $\Delta t = 0, 01$  dla  $Re \leq 125$ , następnie  $\Delta t = 0, 005$  przy  $Re = 500$  i  $\Delta t = 0, 0025$  dla  $Re = 1000$ . Pośoczek siatki numerycznej dobrano w taki sposób, że dalsze zwiększanie rozdzielczości siatki nie miało wpływu na wynik obliczeń.

### 4.1. Ruch wzdłuż osi $x$ – weryfikacja wyników

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla pierwszych pięciu cykli ruchu trzepoczącego dla liczby Reynoldsa  $Re = 75$ , na przedziale czasu bezwymiarowego  $kt = (0, 5)$ . Na rysunku 4, przedstawiono porównanie obliczonego współczynnika siły nośnej  $C_L$  (kolor zielony), przy ruchu wzdłuż osi  $x$  (rys. 3, tabela 1), z wynikami eksperymentalnymi (kolor czerwony) i wynikami obliczeń numerycznych (kolor niebieski) opublikowanymi w pracy [24]. W eksperymencie zamieszczonym w cytowanej pracy siłę nośną mierzono w odległości 70% rozpiętości skrzydła od miejsca zamocowania do sztucznego tułowia. Po dwóch cyklach ruchu trzepoczącego otrzymano bardzo dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi, co potwierdza zasadność uproszczenia zagadnienia do dwóch wymiarów.

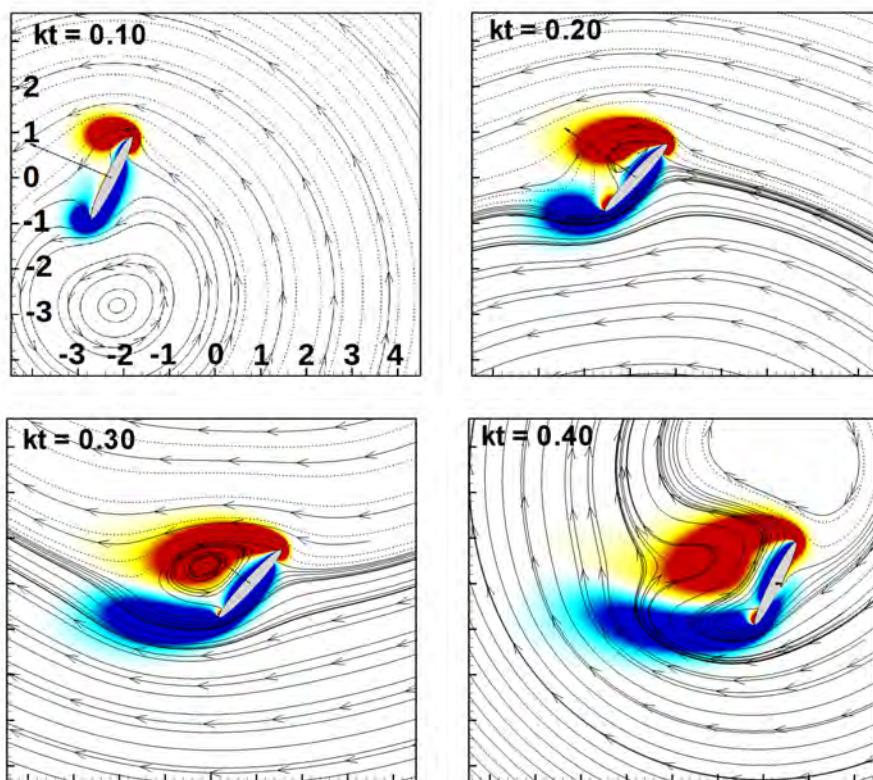
### 4.2. Rozkłady linii prądu i wirowości

Dla liczb Reynoldsa w zakresie  $10 < Re < 100$ , wytwarzana wirowość jest niewielka i na skutek dużej lepkości szybko dyfunduje w obszarze przepływu. Rozkład



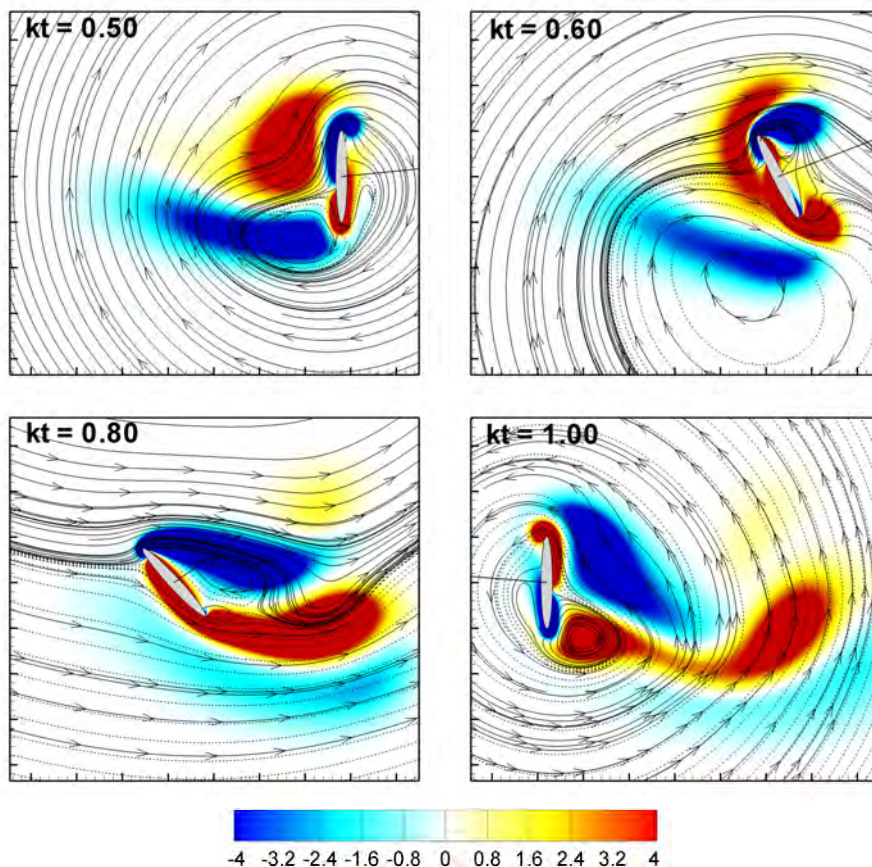
**Rys. 4:** Porównanie współczynnika siły nośnej w pierwszych czterech cyklach trzepotania, obliczonego dla parametrów przedstawionych w tabeli 1a. Kolorem zielonym oznaczono wynik niniejszej pracy, kolorem czerwonym wyniki eksperymentalne i kolorem niebieskim wyniki obliczeń numerycznych 2D zamieszczone w pracy [24]. Na wykresie przedstawiono współczynnik siły nośnej obliczony dla średniej kwadratowej prędkości ruchu trzepoczącego  $U_{RMS}$

wirowości może jedynie zakrzywiać linie prądu, nie tworząc zamkniętych linii prądu obszarów, w których wiruje płyn. Linie prądu wykreślono w układzie odniesienia związanym z ciałem (płyn porusza się względem nieruchomego ciała), w którym na brzegu jest:  $\psi = \text{const}$ . W takim układzie odniesienia wygodnie jest obserwować efekt odrywania warstwy przyściennej i separacji wiru z krawędzi grzbietowej profilu. Na ry-



**Rys. 5:** Ruch w przód w pierwszym cyklu, obraz pola wirowego i funkcji prądu,  $Re = 75$

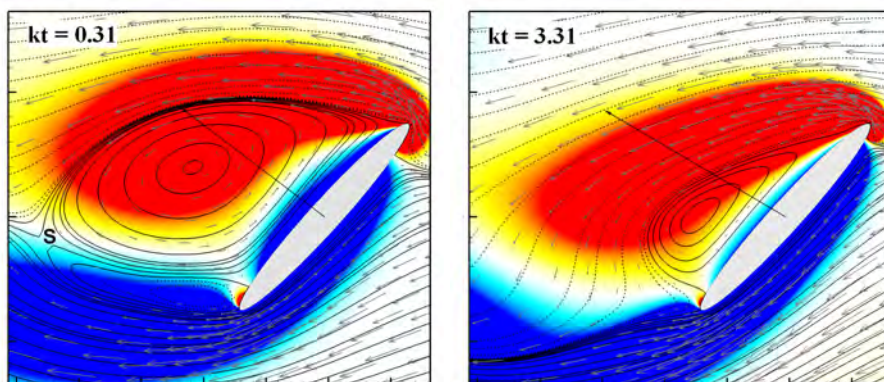




**Rys. 6:** Ruch wstecz w pierwszym cyklu, obraz pola wirowego i funkcji prądu dla ruchu trzepoczącego,  $Re = 75$

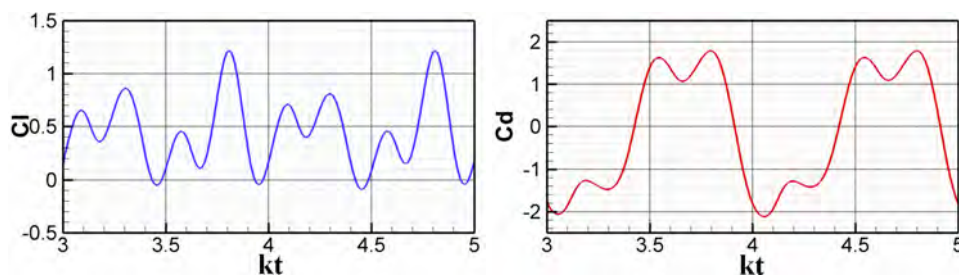
sunku 5 przedstawiono ruch w przód, w cyklu pierwszym. Strzałką umieszczoną na profilu oznaczono chwilową siłę aerodynamiczną, z którą płyn działa na profil. Długość strzałki jest proporcjonalna do wielkości modułu siły. W cyklu pierwszym nie zachodzi interakcja skrzydła z wytworzonym wcześniej polem wirowym. Pęcherz wirowy wzdłuż górnej krawędzi profilu (wir krawędzi natarcia – LEV) intensyfikowany jest obrotem skrzydła (ramka dla  $kt = 0, 1$ ) i powiększa się, obejmując całą górną powierzchnię profilu (ramka  $kt = 0, 3$ ). Następnie dochodzi do oderwania wiru z grzbietowej krawędzi i spadku siły nośnej (ramka  $kt = 0, 4$ ). Ruch wstecz w cyklu pierwszym pokazano na rys. 6. Obraz pola wirowego jest inny niż w ruchu w przód, ze względu na oddziaływanie profilu z wytworzonym wcześniej śladem aerodynamicznym.

Ruch w przód w pierwszym cyklu jest podobny do typowego zagadnienia opływu, w którym zachodzi separacja wiru z krawędzi grzbietowej profilu i nagły spadek siły nośnej. Separacji wiru, który tworzy się na krawędzi natarcia (LEV – Leading edge vortex) towarzyszy pojawienie się punktu siodłowego **S**, rys. 7,  $kt=0,31$ . Przez punkt siodłowy rozumiemy punkt, w którym część linii prądu „wchodzi” do tego punktu (strzałki są do punktu) i są linie które „wychodzą” z tego punktu (strzałki na liniach prądu są skierowane od punktu).



**Rys. 7:** Separacja wiru z górnej krawędzi eliptycznego profilu, ruch w przód w cyklu pierwszym po stronie lewej i w cyklu trzecim, po stronie prawej. Na rysunku widoczny punkt siodłowy oznaczony literą S,  $Re = 75$

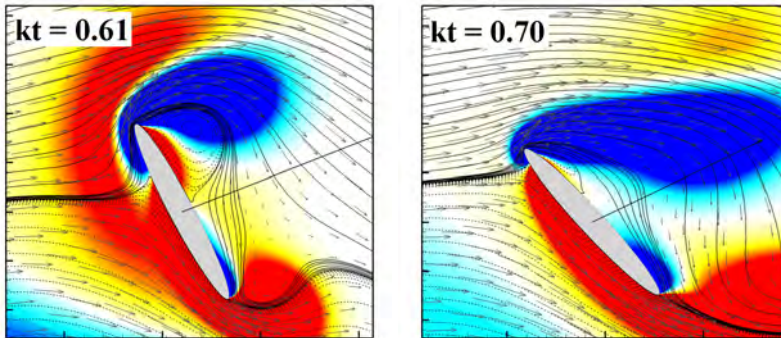
Po wykonaniu dwóch cykli, siły aerodynamiczne i pole wirowe generowane są okresowo, rys. 8. Pole wirowe wytworzone w cyklu drugim, oddziałuje z ruchomym profilem i polem wirowym wytworzonym w cyklu pierwszym. Powoduje to zmianę w procesie formowania i zmianę kształtu wiru krawędzi natarcia, rys. 7, ramka  $kt=3,31$ . W pęcherzu wirowym, który jest związany z profilem, prędkość jest bliska zero ( $u \approx 0, 1$ ). Punkt siodłowy powstaje później niż w cyklu pierwszym, rys. 7. Pęcherz wirowy jest zaczepiony na górnej krawędzi profilu i otoczony linią prądu, która wraz z brzegiem tworzy zamkniętą przestrzeń. Przez linię prądu płyn nie przepływa, dlatego taką zamkniętą przestrzeń razem z profilem interpretować można jako nowy profil, o większej powierzchni. Pojawienie się punktu separacji skutkuje otwarciem linii prądu i oderwaniem wiru krawędzi natarcia (LEV).



**Rys. 8:** Współczynnik siły nośnej (pionowej) i siły oporu zmierzony w ruchu trzepoczącym  $Re = 75$

Pole wirowe wytworzone w jednym cyklu, wpływa na generację sił w cyklu następnym. W literaturze poświęconej aerodynamice małych obiektów latających, taki mechanizm nazywa się interakcją skrzydła ze śladem aerodynamicznym [13, 15, 18, 24]. W ruchu wstecz, oddziaływanie skrzydła ze śladem aerodynamicznym wywołuje dużą siłę oporu (ramka dla  $kt=0,5$ , rys. 6). Nad profilem powstaje struktura złożona z pola wirowości o cyrkulacji dodatniej (na rys. 9, ramka  $kt=0,61$ , kolor czerwony) i pola wirowego o cyrkulacji ujemnej (na rys. 9,  $kt = 0,61$ , kolor niebieski). Taka struktura

wywołuje zwiększenie prędkości nad profilem i sprzyja rozwojowi wiru wzdłuż krawędzi natarcia (porównaj ramka  $kt=0,1$  i  $kt=0,6$  na rys. 5 i 6).



**Rys. 9:** Rozwój pęcherza wirowego związanego z górną krawędzią profilu, wspomagany jest występowaniem nad profilem struktury złożonej z wirowości o przeciwnych znakach

Formowaniu wiru nad górną powierzchnią profilu towarzyszy maksimum lokalne współczynnika siły nośnej (rys. 8). Pęcherz wirowy wzdłuż górnej krawędzi profilu (LEV) nie rozwija się jak w ruchu w przód. Pęcherz zmniejsza się i pozostaje związany z profilem (rys. 9). Występuje jedynie nieznaczny spadek siły nośnej. Efekt ten jest odpowiedzialny za opóźnienie zjawiska dynamicznego przeciągnięcia. Dalszy ruch powoduje ponowne utworzenie wiru na krawędzi grzbietowej profilu, współczynnik siły nośnej znowu osiąga maksimum lokalne. Tuż przed rozpoczęciem następnego cyklu, dochodzi do otwarcia linii prądu i separacji wiru z górnej krawędzi (ramka  $kt=0,8$ , rys. 6).

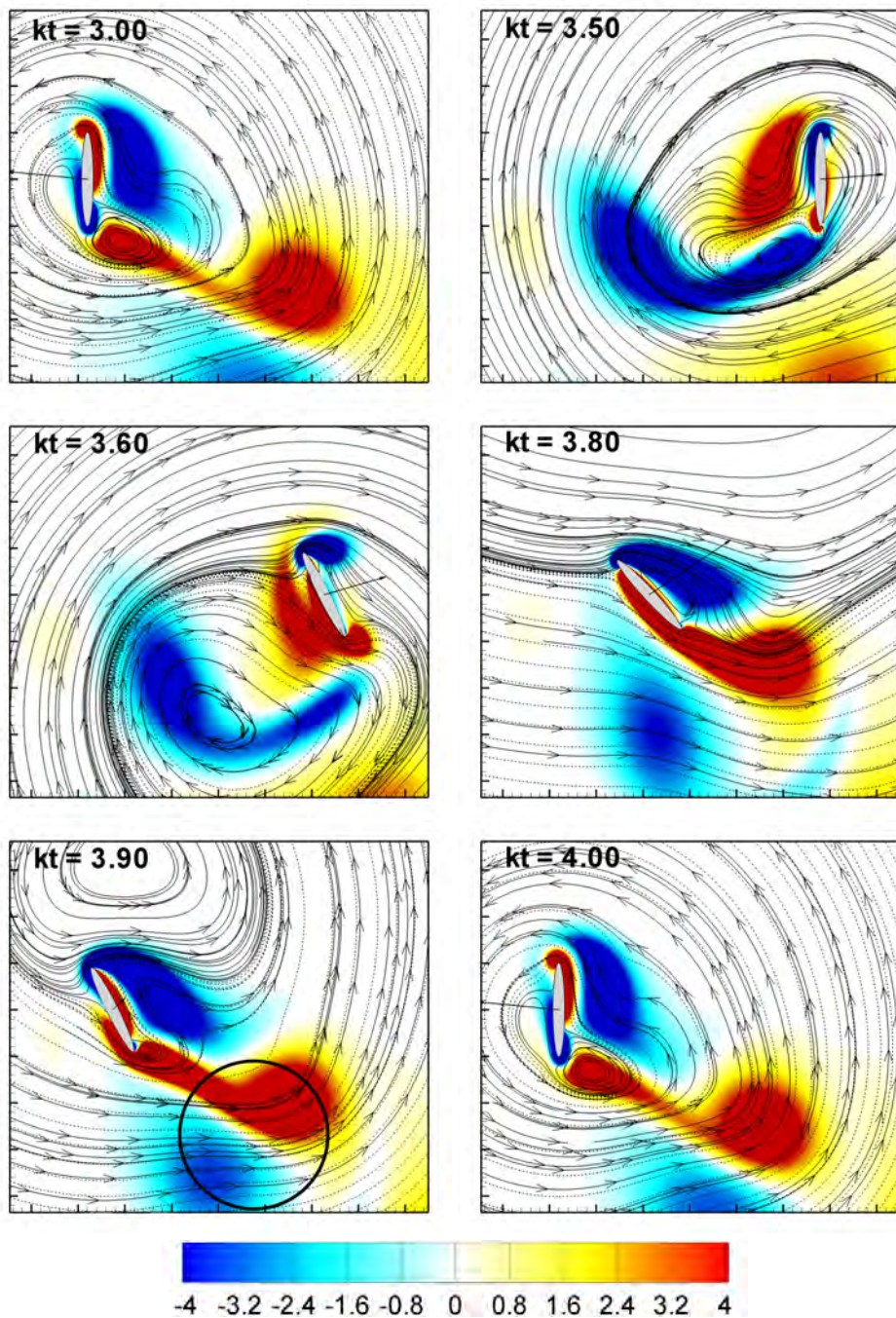
Po dwóch cyklach ruchu, siły aerodynamiczne na profilu (rys. 8) oraz pole wirowe (rys. 10, porównaj ramkę dla  $kt=3,0$  i  $kt=4,0$ ) wytwarzane są w sposób okresowy. Efekty aerodynamiczne ruchu trzepoczącego są podobne do siebie w każdym cyklu. Interakcja z wcześniej wytworzonym śladem wirowym powoduje, że strefa recyrkulacji na grzbietowej krawędzi profilu znika, nie dochodzi do zjawiska dynamicznego przeciągnięcia i nagłego spadku siły nośnej. W literaturze zjawisko to nazywa się przechwyceniem śladu aerodynamicznego [15, 18]. Opisany efekt odpowiada obrazom pola wirowości, które przedstawione są na rys. 10. W każdym cyklu, podczas ruchu wstecz, profil wytwarza strukturę złożoną z dwóch obszarów wirowości o przeciwnej cyrkulacji (zaznaczono czarnym kółkiem na rys. 10, ramka  $kt=3,9$ ). Formowaniu takiej struktury towarzyszy znaczny wzrost siły nośnej,  $C_L \sim 1,2$  dla  $kt \sim 3,8$ , patrz rys. 8 i 10. W rozważanym przypadku, najkorzystniejszy rozkład wirowości z punktu widzenia maksimum siły nośnej występuje właśnie dla pola wirowego przedstawionego w ramce dla  $kt=3,8$ .

### 4.3. Ruch w kierunku nachylnym do osi $x$

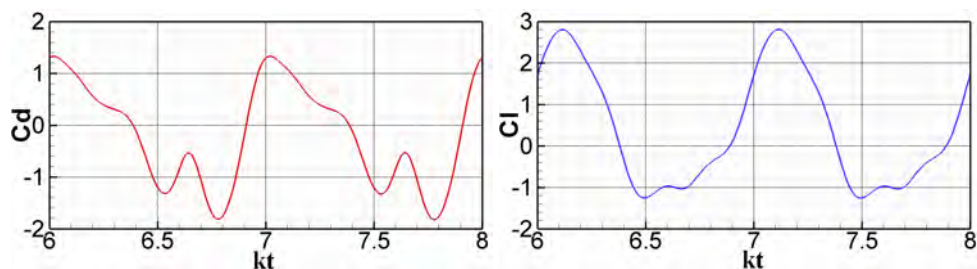
Obliczenia numeryczne przepływu wywołanego przez ruch profilu w kierunku nachylnym do osi  $x$ , przeprowadzono dla liczby Reynoldsa zdefiniowanej na podstawie maksymalnej prędkości środka ciężkości profilu:  $Re = u_{max}c/\nu$  (patrz równania ruchu (29), (30) i tabela 1), w zakresie liczb Reynoldsa  $Re$  od 5 do 1000 i dla bezwymiarowego czasu  $kt$  od 0 do 8.

Na rysunku 12 przedstawiono jeden cykl ruchu trzepoczącego, pod kątem  $\beta = 60^\circ$  i przy liczbie  $Re = 125$ . Dla zadanej liczby  $Re$ , po trzech cyklach, wirowość oraz siły



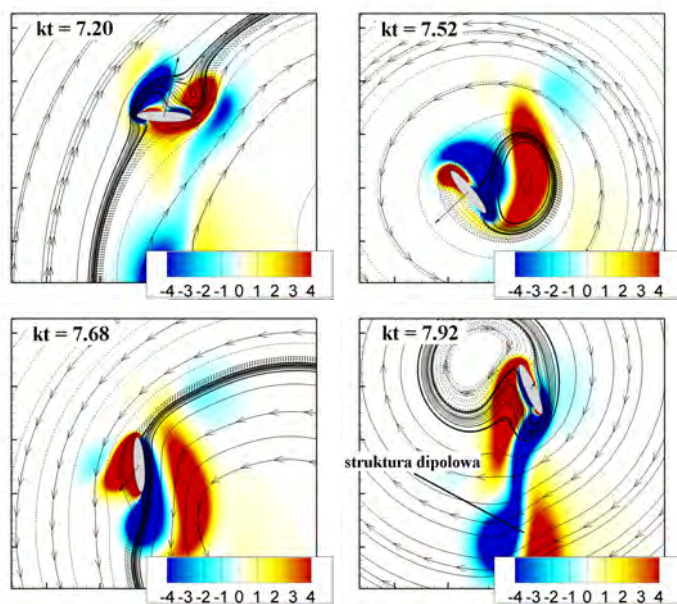


**Rys. 10:** Ruch wstecz w cyklu czwartym, obraz pola wirowego i funkcji prądu dla ruchu trzepoczącego,  $Re = 75$ . W ramce dla  $kt = 3.9$ , czarnym kółkiem oznaczono strukturę wirową złożoną z pola wirowości o cyrkulacji dodatniej (kolor czerwony) i pola wirowego o cyrkulacji ujemnej (kolor niebieski)



**Rys. 11:** Współczynnik siły oporu  $C_D$  (po lewej) i siły nośnej  $C_L$  (po prawej) zmierzony w ruchu trzepoczącym, kąt nachylenia do osi  $x$ :  $\beta = 60^\circ$ ,  $Re = 125$

aerodynamiczne wytwarzane są w sposób okresowy. Maksimum siły nośnej obserwuje się na początku każdego cyklu (rys. 11). W cyklu ósmym, który przedstawiony został na rys. 12, maksymalna wartość siły nośnej występuje dla  $kt=7,12$ , patrz rys. 11 i 13.

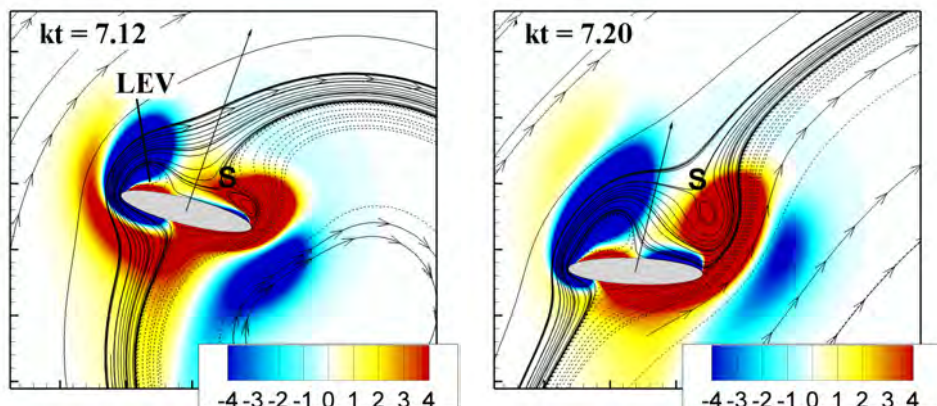


**Rys. 12:** Obraz pola wirowego i funkcji prądu dla ruchu trzepoczącego,  $Re = 125$ , cykl ósmy. Strzałka na profilu oznacza chwilową siłę aerodynamiczną. Wirowość przedstawiono w układzie laboratoryjnym, funkcja prądu jest wykreślona w układzie odniesienia poruszającym się wraz z ciałem

Charakterystyczną cechą ruchu trzepoczącego w kierunku nachylonym do osi  $x$ , jest wykorzystywanie siły oporu do wspomaganiania siły pionowej (dodatniej siły nośnej) [23]. Przez siłę oporu rozumie się siłę skierowaną przeciwnie do kierunku ruchu. Przy ruchu w dół, rys. 12, siła stawiająca opór poruszającemu się profilowi stanowi wkład do dodatniej siły pionowej (nośnej).

Podobnie jak przy ruchu profilu wzdłuż osi  $x$ , występowaniu najwyższej siły nośnej towarzyszy pojawienie się punktu siodłowego za profilem  $S$ . Na rysunku 13, przedstawiono sekwencję złożoną z dwóch klatek, dla bezwymiarowego czasu:  $kt=7,1$  oraz  $kt=7,20$ . Punkt siodłowy ( $S$ ) pojawia się daleko od wiru krawędzi natarcia ( $LEV$ ) i nie

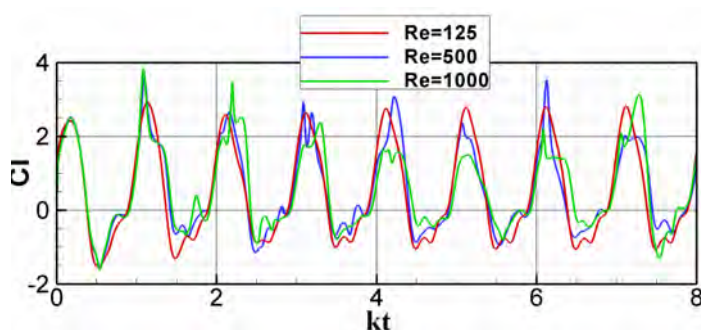
związując natychmiastowego oderwania. Kiedy profil zwalnia, chwilę przed ruchem w górę, punkt (S) „przemieszcza się” nad wir (LEV), dochodzi do separacji (ramka  $kt = 7, 20$ , na rys. 12). Tuż przed ruchem w górę, profil obraca się formując strukturę wirową złożoną z wirowości o przeciwnej cyrkulacji (ramka  $kt=7,52$  i  $kt=7,68$ , rys. 12). W pracy [22] taką strukturę nazywa się dipolową strukturą wirową. Wytwarzanie dipolowych struktur wirowych jest charakterystycznym zjawiskiem towarzyszącym ruchowi trzepoczącemu.



**Rys. 13:** Ruch w dół w cyklu ósmym, obraz pola wirowego i funkcji prądu dla ruchu trzepoczącego,  $Re = 125$

#### 4.3.1. Wpływ liczby Reynoldsa

Na rysunku 14 przedstawiono porównanie współczynnika siły nośnej dla trzech liczb Reynoldsa:  $Re=125$ ,  $Re=500$  i  $Re=1000$ . W zadanym zakresie liczb  $Re$  nie obserwuje się jakościowych różnic w przebiegu krzywych współczynnika.

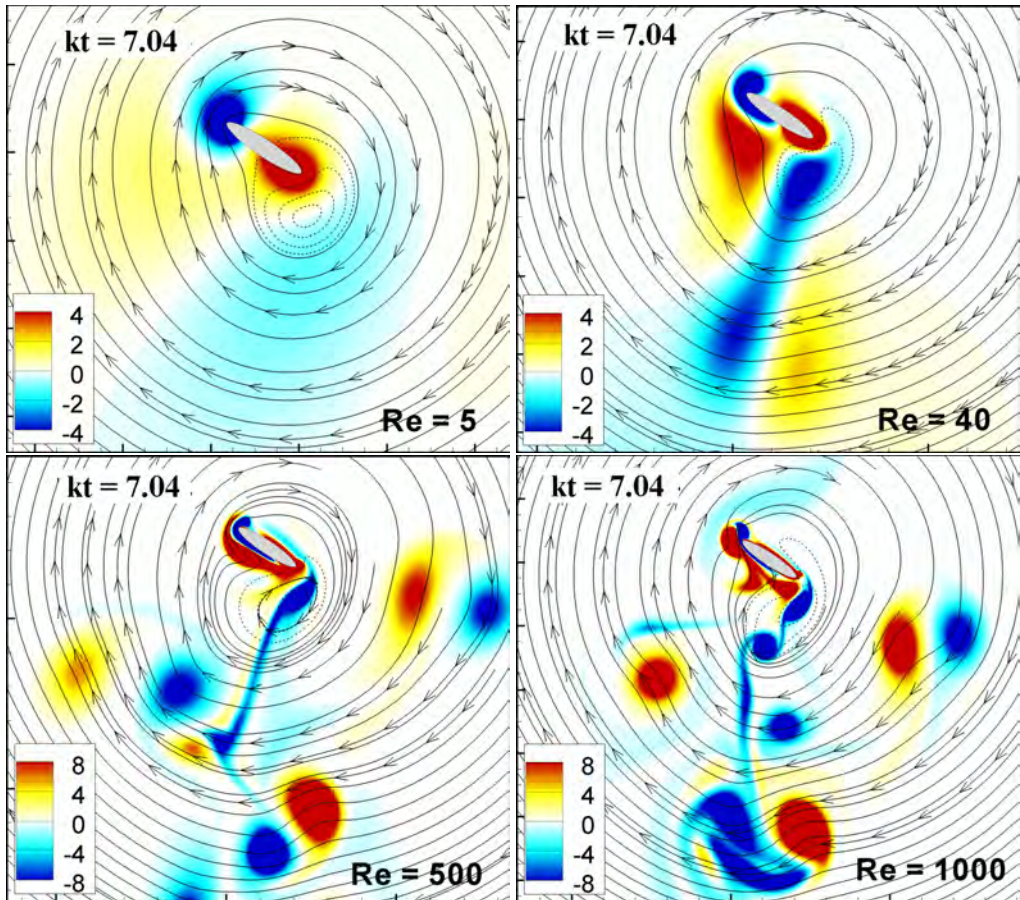


**Rys. 14:** Porównanie obliczonego współczynnika siły nośnej, dla trzech liczb Reynoldsa

Współczynnik siły nośnej jest miarą efektywności ruchu trzepoczącego. Wzrost liczby Reynoldsa w ruchu trzepoczącym będzie powodować zwiększenie wydatku energetycznego potrzebnego na pokonanie sił oporu. Brak znaczących różnic w przebiegu krzywych współczynnika siły nośnej wskazuje, że w badanym zakresie parametrów, efektywność ruchu trzepoczącego zmniejsza się wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Dy-



namika pola wirowości w otoczeniu trzepoczącego profilu znacznie się komplikuje, rys. 15. Pole wirowe wokół profilu przestaje być wytwarzane w sposób okresowy i staje się nieuporządkowane.



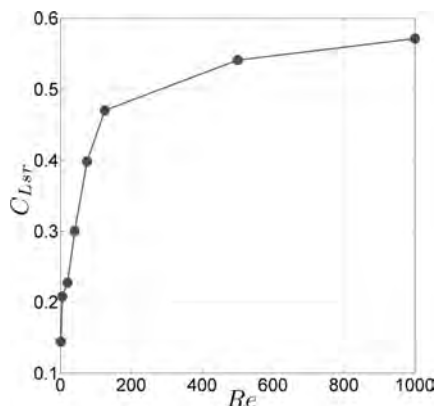
**Rys. 15:** Obraz pola wirowego i funkcji prądu dla trzepotania w kierunku nachylonym,  $\beta = 60^\circ$ , przy różnych liczbach Reynoldsa ( $Re = 5$ ,  $Re = 40$ ,  $Re = 500$ ,  $Re = 1000$ ). Formowanie dipola wirowego poniżej profilu następuje dla liczb  $Re > 40$

Na rysunku 15 przedstawiono także ramki dla pola wirowego w zakresie małych liczb Reynoldsa:  $Re=5$  i  $Re=40$ . Formowanie charakterystycznej dla ruchu trzepoczącego struktury złożonej z wirowości o przeciwnej cyrkulacji, występuje dla liczb  $Re \geq 40$ . W zakresie liczb  $Re \leq 125$ , omawiana struktura zapewnia usunięcie wirowości wytworzonej w cyklu poprzednim, z obszaru oddziaływania profilu w cyklu następnym (ramka  $kt = 7.92$ , rys. 12). Struktury dipolowe mogą być również odpowiedzialne za intensyfikację siły napędowej na profilu [6, 8, 9, 17]. Warto zauważyć, że utrata stabilności pęcherzy wirowych za walcem i formowanie ścieżki Karmana zachodzi przy porównywalnych liczbach Reynoldsa:  $Re > 49$ , [20]. W przypadku mniejszych liczb Reynoldsa dynamika wirowości w obszarze wokół profilu zdominowana jest przez pro-

ces dyfuzji. Wirowość skoncentrowana jest blisko ciała i szybko dyfunduje do obszaru przepływu (rys. 15, ramka dla  $Re=5$  i  $Re=40$ ). Na rysunku 16 przedstawiono uśredniony w czasie współczynnik siły nośnej, który obliczono ze wzoru:

$$C_{Lsr} = \frac{1}{T} \int_0^T C_L(t) dt \quad (35)$$

Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że występuje znaczny przyrost średniego współczynnika siły nośnej w zakresie  $5 < Re < 125$ . Dla  $Re \geq 125$ , ośmiokrotne zwiększenie liczby Reynoldsa powoduje podniesienie średniego współczynnika siły nośnej tylko o około 18%. Krzywa współczynnika siły nośnej wraz ze wzrostem liczby  $Re$  nasycą się. Wzrost liczby  $Re$  (zwiększenie prędkości trzepotania) nie będzie więc powodować zwiększenia siły nośnej i tym samym możliwości manewrowe będą utrudnione.



Rys. 16: Zależność uśrednionego w czasie współczynnika siły nośnej, równanie (35) od liczby  $Re$

## 5. PODSUMOWANIE

W artykule analizowano dynamikę nieustalonego pola prędkości i pola wirowości wokół profilu poruszającego się ruchem trzepoczącym. Wiadomo, że rozkład sił na profilu zdeterminowany jest dynamiką pola wirowości [26]. Mimo uproszczenia zagadnienia do dwóch wymiarów, aerodynamika ruchu trzepoczącego jest złożona i bogata w niestacjonarne zjawiska przepływowe. Zgodność z wynikami eksperymentalnymi (rys. 4) wskazuje, że uproszczenie zagadnienia do dwóch wymiarów wydaje się zasadne i pozwoli potwierdzić na drodze obliczeń istotne zjawiska przepływowe obserwowane w aerodynamice przyrody ożywionej. Przy małych liczbach Reynoldsa, charakterystycznych szczególnie dla owadów i małych ptaków, analiza pola wirowości jest bardzo ważna i ułatwia obserwację istotnych mechanizmów odpowiedzialnych za generację sił aerodynamicznych. Wykazano numerycznie ważne zjawiska odpowiedzialne za przyrost siły nośnej, zachodzące w bliskim sąsiedztwie profilu: mechanizm opóźnionego przeciągnięcia i interakcję profilu ze śladem aerodynamicznym. W porównaniu do klasycznego zagadnienia opływu, oddziaływanie profilu z własnym śladem wirowym zmienia dynamikę wytwarzania wiru na krawędzi natarcia. Po kilku cyklach ruchu trzepoczącego, wir krawędzi natarcia staje się mniejszy, prędkość w rdzeniu jest niższa, a punkt siodłowy towarzyszący separacji nie pojawia się.



Cechą charakterystyczną ruchu trzepoczącego jest wytwarzanie struktur złożonych z wirów o przeciwnej cyrkulacji, które poruszają się na skutek samoindukcji. W zakresie małych liczb Reynoldsa:  $Re < 150$ , pole wirowe wokół profilu jest uporządkowane i wytwarzane w sposób okresowy. Przy wyższych liczbach Reynoldsa, powstaje znacznie więcej struktur wirowych o mniejszej skali. Takie struktury utrudniają wytwarzanie okresowego pola wirowego wokół profilu i powodują spadek efektywności wytwarzania siły nośnej.

## LITERATURA

- [1] Cottet G.H., Koumoutsakos P., *Vortex Methods Theory and Practice*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [2] Cottet G.H., Poncet P., *Advances in direct numerical simulations of 3d wall-bounded flows by vortex-in-cell methods*, J. Comput. Phys., **193**, 136–158, 2003.
- [3] Dickinson M.H., Gotz K.G., *Unsteady aerodynamics performance of model wings at low Reynolds number*, J. Exp. Biol., **174**, 45–64, 1992.
- [4] Eldredge J.D., *Efficient tools for the simulation of flapping wing flows*, AIAA Paper, **2005-0085**, 2005.
- [5] Ellington C.P., *The vortex wake of a hovering model hawkmoth*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London B, **352**, 317–328, 1997.
- [6] Godoy-Diana R., Marais C., Aider J.L., Westfreid J.E., *A model for the symmetry breaking of the reverse Benard–von Karman vortex street produced by a flapping foil*, J. Fluid Mech., **622**, 23–32, 2009.
- [7] Gustafson K.E., Leben R., Freymuth P., *Visualization and computation of hovering mode*, Vortex methods and vortex motion, 143–169, 1991.
- [8] Jones K.D., Dohring C.M., Platzer M.F., *Wake structures behind plunging airfoils: A comparison of numerical and experimental results*, AIAA Paper, **1996-0078**, 1996.
- [9] Kozłowski T., Kudela H., *Transitions in the vortex wake behind the plunging profile*, Fluid Dyn. Res., **46**, No. 6, 2014.
- [10] Kudela H., Kozłowski T., *Vortex in cell method for exterior problems*, J. Theor. Appl. Mech., **47**, 779–796, 2009.
- [11] Kudela H., Malecha Z.M., *Viscous flow modelling using the vortex particle method*, TASK Quarterly, **13**, 15–32, 2009.
- [12] Marden J.H., *Maximum lift production during takeoff in flying animals*, J. Exp. Biol., **130**, 235–258, 1987.
- [13] Peskin Ch.S., Miller L.A., *When vortices stick: an aerodynamic transition in tiny insect flight*, J. Exp. Biol., **207**, 3073–88, 2004.
- [14] Sagredo B. *Moment conserving Cardinal Splines Interpolation of Compact Support for Arbitrarily Spaced Data*, Research Report No. 2003-10, Zurich Switzerland, 2003.
- [15] Sane S.P., *The aerodynamics of insect flight*, J. Exp. Biol., **206**, 4191–4208, 2003.
- [16] Schnipper T., Andersen A., Bohr T., *Vortex wakes of a flapping foil*, J. Fluid Mech., **633**, 411–423, 2009.

- [17] Sfakiotakis M., Lane D.M., Davies J.B.C., *Review of fish swimming modes for aquatic locomotion*, IEEE Journal of Oceanic Engineering, **24**, 1999.
- [18] Shyy W., Lian Y., Tang J., Viieru D., Liu H., *Aerodynamics of Low Reynolds Number Flyers*, Dover Publications, Cambridge University Press, 2008.
- [19] Tang J., Viieru D., Shyy W., *Effects of Reynolds number and flapping kinematics on hovering aerodynamics*, AIAA J., **46**, 967–976, 2007.
- [20] Tritton D.J., *Physical Fluid Dynamics*, Van Nostrand Reinhold, 1977.
- [21] Weis-Fogh T., *Quick estimates of flight fitness in hovering animals including novel mechanism for lift generation*, J. Exp. Biol., **59**, 169–230, 1973.
- [22] Wang Z.J., *Two dimensional mechanism for insect hovering*, Phys. Rev. Lett., **85**, 2216–9, 2000.
- [23] Wang Z.J., *The role of drag in insect hovering*, J. Exp. Biol., **200**, 4147–55, 2004.
- [24] Wang Z.J., Birch J.M., Dickinson M.H., *Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional computations vs robotic wing experiments*, J. Exp. Biol., **207**, 449–460 2007.
- [25] E W., Liu J.G., *Vorticity boundary conditions and related issues for finite difference schemes*, J. Comp. Phys., **66**, 368–382, 1996.
- [26] Wu J.Z., Ma H., Zhou M., *Vorticity and Vortex Dynamics*, Springer, 2005.



## **Analiza numeryczna przepływu w pompie o swobodnym przepływie. Wpływ przesłonięcia wirnika na parametry pracy**

**Artur Machalski**

*Politechnika Wroclawska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny  
Zakład Podstaw Konstrukcji i Maszyn Przepływowych  
E-mail: artur.machalski@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *dr hab. inż. Janusz Skrzypacz*

### STRESZCZENIE

Pompy o swobodnym przepływie stosowane są w przypadku, gdy niezbędny jest transport mieszanin wody z ciałami stałymi bądź materiałami włóknistymi. W związku ze specjalną konstrukcją ich sprawność jest relatywnie niska w porównaniu z pompami wirowymi o normalnej budowie. Poniższy artykuł opisuje wpływ częściowego przysłonięcia wirnika na parametry pracy tego typu pomp. Przedstawione wyniki są wynikami badań eksperymentalnych oraz obliczeń numerycznych

**SŁOWA KLUCZOWE:** *pompy wirowe, pompy zatapialne, pompy o swobodnym przepływie, CFD*

---

### 1. WPROWADZENIE

Transport cieczy zanieczyszczonych jest bardzo ważną częścią wielu gałęzi przemysłu. Zastosowanie pomp o swobodnym przepływie jest uzasadnione w przypadku pompowania cieczy zanieczyszczonych ciałami stałymi bądź materiałami włóknistymi. Główne zastosowania tego typu konstrukcji to:

- Pompy do ścieków, zatykane głównie poprzez tekstylia, plastik oraz folie.
- Pompy do hydrotransportu np. stosowane w górnictwie do transportu urobku.
- Pompy używane w przemyśle spożywczym (np. do transportu ryb).
- Pompy do pulpy papierniczej.

Typowe pompy do ścieków są jednostopniowe z kierunkiem przepływu promieniowym, promieniowo-osiowym bądź osiowym. Promieniowe oraz półosiowe pompy posiadają spirale zbiorcze a w przypadku pomp o przepływie osiowym elementem zbiorczym jest dyfuzor. Poza podstawowymi parametrami i wymiarami charakteryzującymi pompę w jednostkach o swobodnym przepływie, dodatkowo używa się parametru nazywanego przelot. Określa on maksymalny wymiar zanieczyszczenia jakie może swobodnie przepłynąć przez pompę. Z reguły zakłada się uproszczony kształt zanieczyszczenia jako kulę, a jej średnica jest wartością określającą maksymalny przelot. Jednym z typów pomp o przepływie promieniowym są pompy z wirnikami typu „vortex” (rys. 1). Półotwarty wirnik pompy „vortex” z łopatkami zakrzywionymi promieniowo powoduje silne zawirowanie napływającego strumienia cieczy w przestrzeni między wirnikiem i korpusem. Zawirowanie oraz siły odśrodkowe powodują powstawanie gradientu ciśnienia, który umożliwia transport płynu wraz ze znajdującymi się w nim ciałami stałymi do spirali zbiorczej, z której przepływ kierowany jest do dyfuzora wylotowego. Przepływ w pompach o swobodnym przepływie charakteryzuje się dużą ilością struktur wirowych które powodują znaczne obniżenie sprawności (nawet do 30% w porównaniu do typowych pomp wirowych). W celu stabilizacji przepływu, możliwe jest stosowanie częściowo przysłoniętych łopatek wirnika (rys. 2), zmniejszających straty nadwierzchołkowe. Dostępna literatura określa w sposób przybliżony proces projektowania wirników typu vortex [1]. Większość danych projektowych (założenia sprawności, podstawowych wymiarów itd.) jest tworzona na podstawie kompilacji danych katalogowych kilku producentów. Kwestia podejścia konstrukcyjnego do wirników vortex z przysłonami pozostaje nierozwiązana. Uzasadnione jest przeprowadzenie badań wpływu parametrów konstrukcyjnych tego typów wirników na pracę pompy (wyznaczenie sprawności oraz parametrów pracy jednostki).



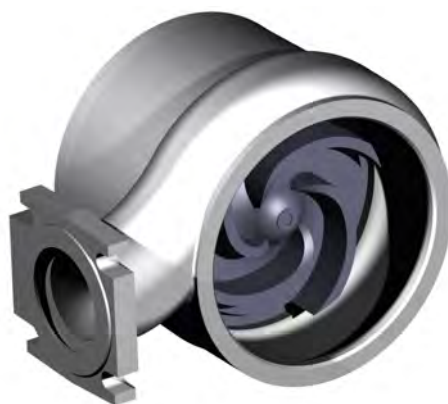
Rys. 1: Wirnik typu vortex



Rys. 2: Wirnik typu vortex z przysłonami

## 2. KONSTRUKCJA POMPY O SWOBODNYM PRZEPŁYWIE TYPU ”VORTEX”

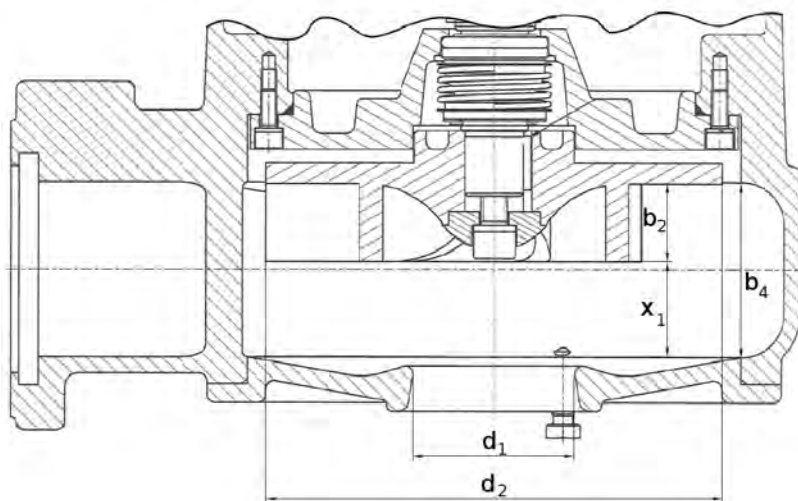
Jednostka pompowa na której przeprowadzono badania jest to zatapialna pompa wirowa o swobodnym przepływie. Elementem zbiorczym jest spirala, która przechodzi w dyfuzor a następnie kołnierz podłączeniowy do rurociągu tłoczego. Komora pompy zamknięta jest przez pokrywę z otworem wlotowym. Zastosowanie zdejmowalnej pokrywy korpusu zdecydowanie ułatwia dostęp do wirnika (rys. 3). Nominalne parametry pracy pompy to przepływ  $40 \text{ m}^3/\text{hr}$  i wysokość podnoszenia 16 m.



Rys. 3: Pompa z usuniętą przednią pokrywą

Pompę tę wybrano, ponieważ tarcza tylna wirnika odsunięta jest o 2 mm od tylnej ściany komory pompy. Dzięki temu zastosowanie przysłonięcia wirnika nie spowoduje jego blokady, co w przypadku wirników o wymiarze  $x_1 = b_4$  mogło by wystąpić.

Rysunek 4 przedstawia przekrój przez pompę wraz z podstawowymi wymiarami.



Rys. 4: Przekrój pompy NURT65

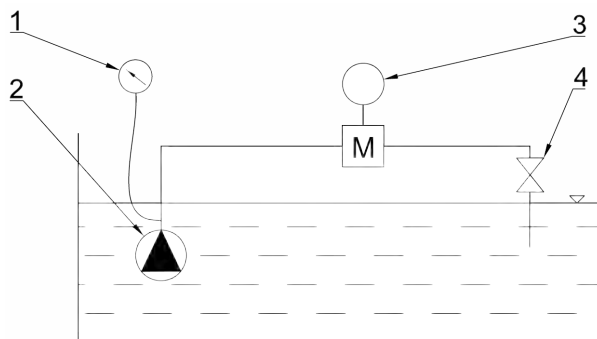
Podstawowe wymiary charakterystyczne opisane zostały w tabeli 1. Kąty  $\beta_1$  oraz  $\beta_2$  określają kąt łopatki odpowiednio dla jej początku i końca. Łopatka posiada pojedynczą krzywiznę a jej profil stworzono metodą dwuukową.

Tabela 1: Podstawowe wymiary wirnika

$d_1$ [mm]	$d_2$ [mm]	$b_2$ [mm]	$b_4$ [mm]	$x_1$ [mm]	$\beta_1$ [deg]	$\beta_2$ [deg]
65	162	29	65	34	29	32

### 3. POMIARY EKSPERYMENTALNE

W celu weryfikacji symulacji numerycznych badanej pompy zbudowane zostało stanowisko do badań zatapialnych pomp wirowych. Schematyczny model stanowiska przedstawiono na rys. 5.



**Rys. 5:** Uproszczony schemat stanowiska pomiarowego dla pomp o swobodnym przepływie: 1 - manometr, 2 - pompa zatapialna, 3 - przepływomierz elektromagnetyczny, 4 - zawór.

Szyba zabudowana w ścianie zbiornika oraz wykorzystanie przezroczystej pokrywy pompy umożliwia użycie szybkiej kamery do nagrania struktur przepływu wewnątrz korpusu. Stanowisko umożliwia przeprowadzenie pomiaru podstawowych parametrów badanej pompy: przepływu, ciśnienia oraz mocy. Proces pomiaru przeprowadzony był dla całego zakresu pracy zaworu, w obydwie strony.

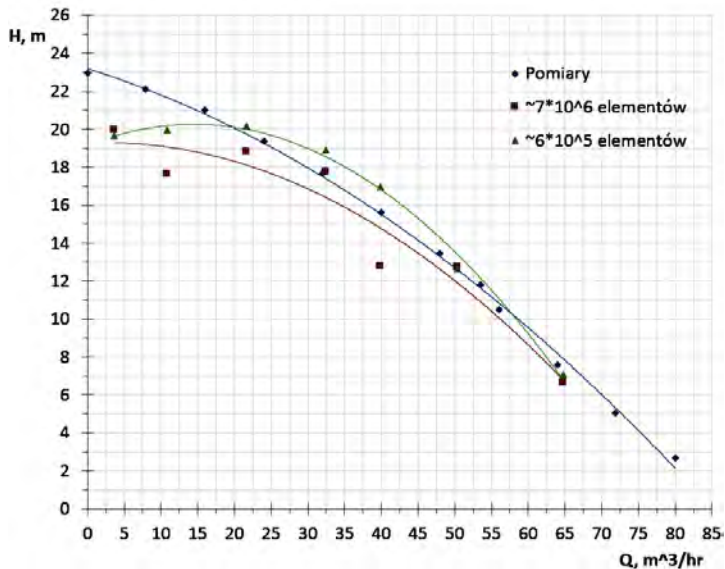


**Rys. 6:** Stanowisko pomiarowe do pompy o swobodnym przepływie

### 4. METODYKA OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

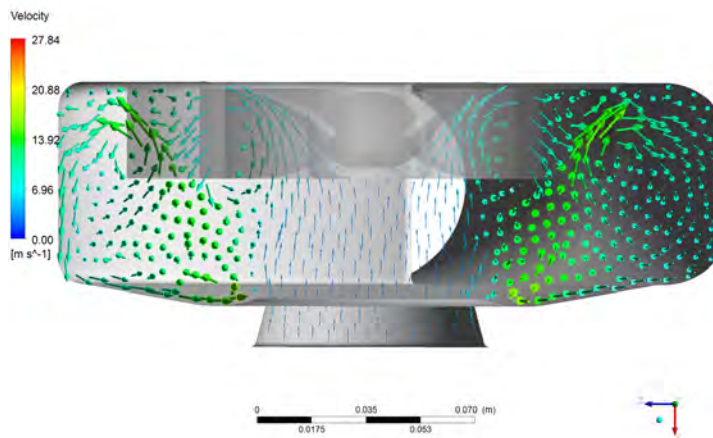
W związku z tym, że pompy o swobodnym przepływie nie są typowymi pompami wirowymi, niezbędne jest przyjęcie kilku założeń odnośnie przeprowadzania symulacji numerycznych. Bazując na analizie pomp o swobodnym przepływie opisaną w [3] założono, że największą dokładność oraz zgodność z rzeczywistością uzyska się dla małej odległości ściany przedniej domeny wirnika (walca) do korpusu (10 mm). Model turbulencji bazując na opracowaniach [3],[4],[5],[6] wybrano jako SST (Shear Stress Transport). Dodatkowo poza ustawieniem lokalizacji interfejsów pomiędzy domeną ruchomą

a stacjonarną bazując na własnych doświadczeniach wybrano model transferu danych pomiędzy interfejsami typu Stage. Interfejs tego typu w odróżnieniu od Frozen Rotor uśrednia wartości przepływów po obwodzie interfejsu, pozwala to na częściowe uchwycenie zjawisk przepływowych które są zależne od położenia wirnika pompy względem spirali. Siatka nałożona na geometrię pompy jest niestrukturalna z warstwą przyścienną. Na rysunku 7 przedstawiono porównanie wyników pomiarów rzeczywistych oraz obliczeń numerycznych dla dwóch różnych ilości elementów siatki.



Rys. 7: Porównanie pomiarów rzeczywistych z wynikami obliczeń numerycznych

Wyniki uzyskane na zbudowanym stanowisku pomiarowym korespondują się z wynikami symulacji numerycznych oraz danymi literaturowymi. Struktury wirowe powstające w wirniku (rys. 8) zbliżone są do tych przedstawionych w [2].



Rys. 8: Struktury przepływu w wirniku odsłoniętym opisane wektorami prędkości

Zauważalny jest również spadek dokładności obliczeń numerycznych poza obszarem przepływu nominalnego. W przypadku pomp wirowych spowodowane jest to tym, że projektowane są one na określone parametry pracy. W przypadku, gdy pompa pracuje poza tymi parametrami przepływ staje się coraz bardziej nieuporządkowany. Wynika to z powstawania dodatkowych struktur wirowych, pojawiania się nowych stref recyrkulacji, dodatkowych prądów powrotnych oraz zwiększania się intensywność zjawiska prerotacji, wpływa to zarówno na zmniejszenie sprawności pracy pompy oraz zwiększenie wartości błędu obliczeń numerycznych.

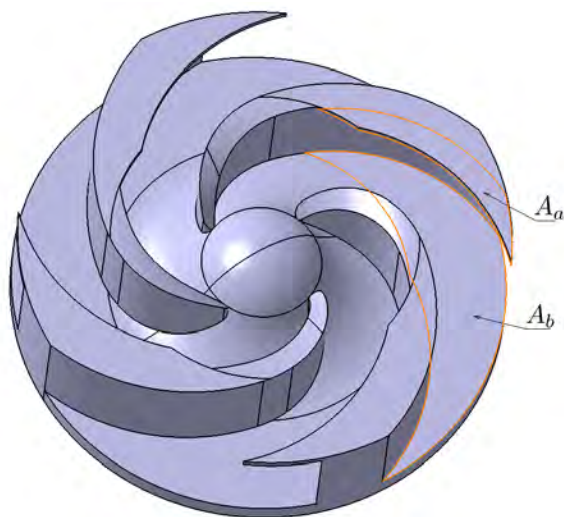
## 5. WPLYW PRZESŁONIĘCIA TARCZY PRZEDNIEJ NA PARAMETRY PRACY POMPY

W badanym modelu przesłonięcie wirnika zostało opisane współczynnikiem przysłonięcia który zdefiniowano jako:

$$\theta = \frac{A_a}{A_b} \quad (1)$$

gdzie:  $A_a$  - pole powierzchni przysłony;  $A_b$  - pole powierzchni pomiędzy łopatkami

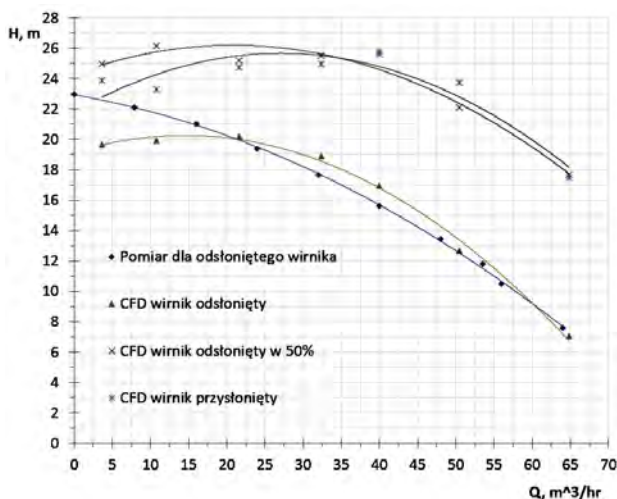
Poszczególne pola powierzchni przedstawiono na rys. 9.



Rys. 9: Model przysłoniętego wirnika

Obliczenia numeryczne wykonano dla wirników o trzech różnych współczynnikach przysłonięcia: 0,0, 0,5 oraz 1,0. Wraz z przysłonięciem wirnika zdecydowanie wzrastają charakterystyki wysokości podnoszenia (rys. 5). Istotnym wnioskiem z uzyskanych wyników jest to, że wirniki z współczynnikami przysłonięcia 0,5 oraz 1,0 charakteryzują się zbliżonymi parametrami pracy. Jednoznacznie wyklucza to zasadność stosowanie przykrycia wirników od strony tłocznej łopatki. Celem dodatkowych prac może być wyznaczenie minimalnego stopnia przysłonięcia, który spowoduje jak najwyższy wzrost parametrów pracy pompy.





Rys. 10: Wyniki obliczeń numerycznych dla różnych stopni przysłonięcia wirnika

## 6. PODSUMOWANIE

Zmniejszenie transferu wody nad wierzchołkiem łopatek poprzez zastosowanie ich częściowego przysłonięcia zdecydowanie zwiększa parametry pracy pompy ( $H(Q)$ ). Dalsze prace nad optymalizacją kształtu przysłon wirnika powinny skupić się na uzyskaniu jak najwyższego wzrostu parametrów pracy pompy przy zachowaniu maksymalnego przelotu swobodnego. Dodatkowo niezbędne jest przebadanie różnego rodzaju typów przysłon wirnika, np. o stałej szerokości przysłonięcia bądź różnych kątów  $\beta$  dla łopatek oraz przysłonięcia.

Obliczenia numeryczne pomp o swobodnym przepływie, pozwalają na zgrubne określenie parametrów pracy takich pomp. W celu uzyskania dokładniejszych wyników obliczeń numerycznych, bazując na opracowaniu [3] należy obliczenia przeprowadzać niestacjonarnie (co najmniej dla 4 obrotów wirnika). Dodatkowo przy istotnych zmianach geometrii wirnika należy przeprowadzić kolejne rzeczywiste pomiary walidujące.

## LITERATURA

- [1] Rütschi K., *Die Arbeitsweise von Freistrompumpen*, Schweizerische Bauzeitung 1968.
- [2] Gülich J.F., *Centrifugal Pumps, Second edition*, Springer, Rozdział 8, 439-506, 2010.
- [3] German V., Gusak O., Kochevsky A., Krishtop I., Lugova S., *Numerical Approach for Simulation of Fluid Flow in Torque Flow Pumps*, Applied Mechanics and Materials **630**, 43-51, 2014.
- [4] Menter F.R., *Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows*, AIAA Paper **93-2906**, 1993.
- [5] Bardina J.E., Coakley T., Huang P.G., *Turbulence Modeling, Validation, Testing and Development*, NASA Technical Memorandum 110446, 1997.
- [6] Bardina J.E., Coakley T., Huang P.G., *Turbulence Modeling Validation*, AIAA Paper **97-2121**, 1997.





## Numerical modelling of ejector operating with isobutane

**Kamil Śmierciew<sup>1</sup>, Dariusz Butrymowicz<sup>1</sup>,  
Jerzy Gagan<sup>1</sup>, Sławomir Pietrowicz<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Białystok University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering  
Division of Heat Technology and Refrigeration*

<sup>2</sup> *Wrocław University of Science and Technology, Faculty of Mechanical and Power Engineering,  
Department of Thermodynamics, Theory of Machines and Thermal Systems  
E-mail: slawomir.pietrowicz@pwr.edu.pl*

### ABSTRACT

The rapid growth of various applications of the ejection refrigeration systems could be observed recently. Because of possibility of the application of solar or waste energy to supply the motive energy they can be thought as a real alternative to compression devices in air-conditioning technologies. Ejection system can effectively compete with absorption system under temperature of the motive heat source lower than 80°C. The paper deals with CFD numerical simulation along with experimental investigations carried out on a specially constructed prototype/stand for the case of isobutane as a working fluid under motive vapour temperature below 75°C. The numerical and experimental results of entrainment ratio were compared. A good accuracy between numerical and experimental results was observed. The divergent of the results are lower than 20% for tested series. The exemplary pressure and velocity field were presented. Also it was shown that predicted by numerical simulation pressure distribution at ejector wall fits well with experimental pressure distribution.

**KEYWORDS:** *isobutane, numerical, modeling*

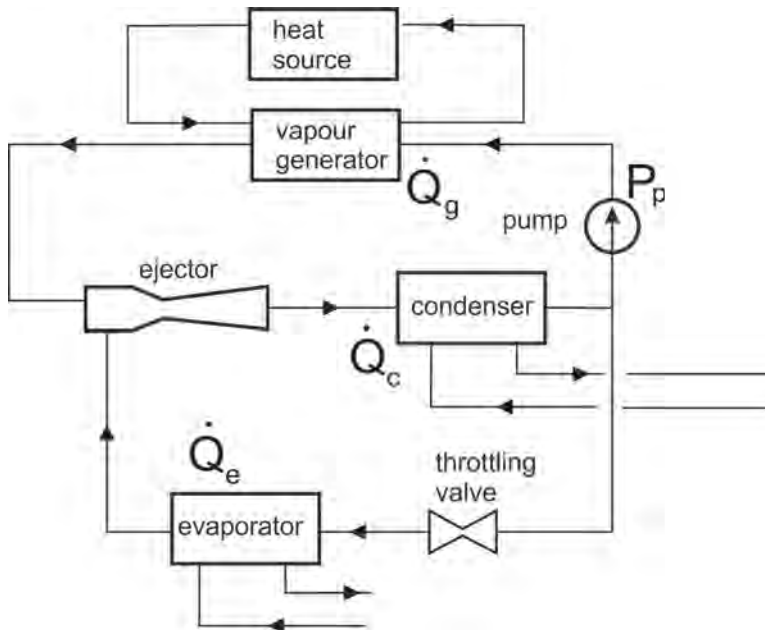
---

## 1. INTRODUCTION

Buildings represent a very high energy consumption percentage compared to other economy sectors. Although percentages vary from country to country, buildings are responsible for about 30-45% of the global energy demand. Residential air-conditioning and refrigeration consumes over 21% of electric energy used for household purposes.

Compressors use an average of 70% of the energy consumed by heating, ventilation, air-conditioning, and refrigeration systems. Air-conditioning creates also two sources of environmental pollution: the first one is direct emission of greenhouse gases, especially for working fluids belonging to HFC group, and the second one is emission of the greenhouse gases during generation of electric power to drive the system. Both sources are contributing significantly to the global warming effect. The building sector, therefore, plays a significant role in mitigating the impacts of climate change through reducing the demand; i.e. energy conservation, and by maximising the use of renewable energy. This has increased the need for new energy substitutes and conversion methods to meet an increasing energy demand and pave the way to cost-effective heating and cooling solutions.

Paper presents development of air-conditioning technology that reduces the greenhouse gases emission by using natural refrigerants and also dramatically reduces the need for the electric power. This is accomplished by using free or inexpensive low temperature heat source, either solar or waste heat, as the main source of energy instead of electricity. Ejection refrigeration system (Fig. 1) is a modification of a well-known vapour compression cycle.



**Fig. 1:** Schematic of ejection refrigeration system:  $\dot{Q}_g$  - motive heat,  $\dot{Q}_e$  - cooling capacity,  $\dot{Q}_c$  - condenser capacity

Instead of the refrigerant is not pressurized by a mechanical compressor, but by means of gas ejector. The gas ejector compresses refrigerant vapour flowing from evaporator and discharges it to the condenser. The motive vapour is generated in the vapour source which is heated by low-temperature heat source. This low temperature heat source is the third heat source in refrigeration cooling cycles. Other two heat sources are exactly the same as in classic vapour refrigeration cycles. These three heat sources have

different temperatures: the vapour generator level, which is the temperature of the solar or waste heat source, a condensation level, which is the ambient temperature (actually this is a heat sink) and the evaporation temperature required for desirable cooling effect. The basic parameters describing the ejection cycle performance are mass entrainment ratio, eq. (1), and compression ratio, eq. (1):

$$U = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_g} \quad (1)$$

$$\Pi = \frac{p_c - p_e}{p_g - p_e} \quad (2)$$

where:  $p_c$  is condensation pressure,  $p_e$  is evaporation pressure,  $p_g$  is saturation pressure in the vapour generator, and  $\dot{m}_g$ ,  $\dot{m}_e$  are the primary (motive) and the secondary fluid mass flow rates, respectively. The performance of the ejector depends on several quantities such as: operating pressures and temperatures at the ejector inlets and outlet, working fluid properties and ejector geometry. The performance of the ejector depends on several quantities such as: operating pressures and temperatures at the ejector inlets and outlet, working fluid properties and ejector geometry. Many research teams have numerically and experimentally investigated the performance of the ejector cycle for various working fluids and operating parameters, e.g. [1-3].

The efficiency of the ejector as a function of the ejector geometry were numerically as well as experimentally tested by several research teams, e.g. [4-8]. The state-of-art in the field of ejector investigations is presented in authors previous paper Butrymowicz et al. [9].

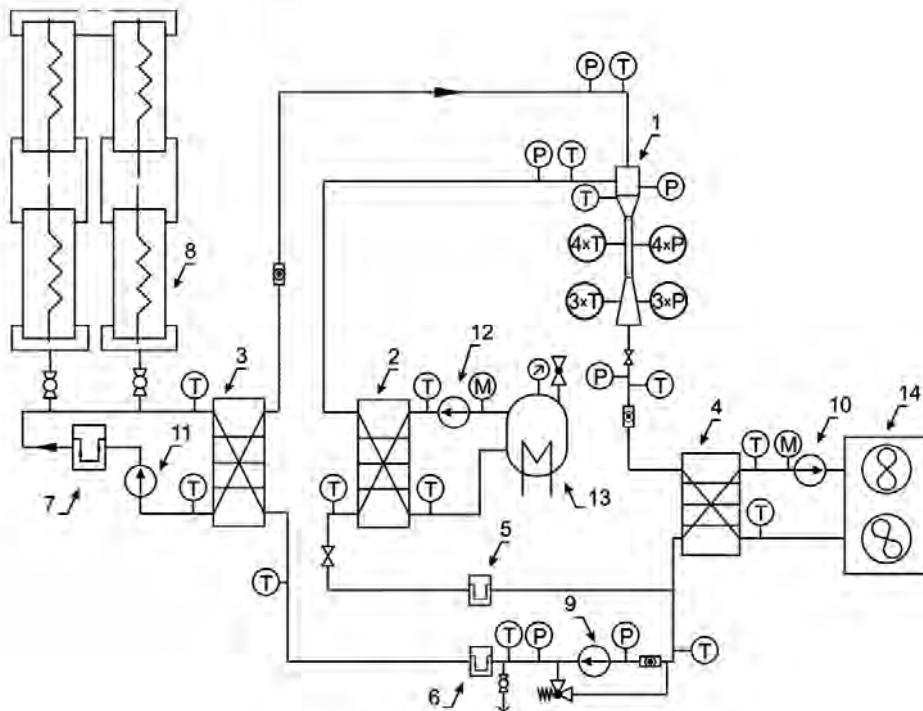
This paper deals with own experimental and numerical investigation of supersonic vapour ejector operating with isobutane as a working fluid in an ejection air-conditioning systems driven by low-temperature heat source. Selection of the working fluid for the solar air-conditioning system was based on the analysis of the energy efficiency of the system presented by Butrymowicz et al. [9] for the following fluids: isobutane, ammonia, propane, methanol, water. Results of this shown that isobutane is the best option as a working fluid for ejection system in application to air-conditioning since it offers the highest COP.

The exemplary results of the investigation of isobutane ejector were presented in the paper. The investigation covers the on-design and off-design operating regime of the ejector. The ejector operates at on-design condition in the case of choked both streams: primary (motive) stream and secondary stream. This operating regime covers the back pressure which is corresponding to the condensation pressure smaller than the some specific value of the pressure called the critical pressure  $p_c$ . At this regime the ejector entrains the maximum amount of vapour from the evaporator, and the mass entrainment ratio  $U$  is constant. The critical pressure depends on the ejector geometry and the inlet parameters at the both inlets of the ejector. The back-pressure higher than the critical pressure  $p_c$  makes the ejector starts to operate at the off-design condition. At this operating regime the secondary flow is not choked already and the mass entrainment ratio  $U$  decreasing with increasing of the back-pressure.

The assessment of the performance of the ejector as relationships between mass entrainment ratio and condensation temperature is presented in the paper. The experimental results are compared with numerical simulation obtain from CFD code.

## 2. APPARATUS AND METHODOLOGY

The experimental rig presented in Fig. 2 was build and instrumented for operation with isobutane. The main elements of the rig are listed in the figure caption. The geometry of the test ejector is presented in Fig. 3. The motive nozzle throat diameter was 3.5 mm. The testing stand was equipped with the temperature sensors and pressure transducers installed at the critical locations and other locations of interest. The pressure sensors of the measurement accuracy class 0.1 and the flow-meters of the measurement accuracy class 0.5 were used during the experiments. First-class *K*-type thermocouples were applied for the experiments.



**Fig. 2:** Schematic of testing stand: 1 – tested ejector; 2 – evaporator; 3 – vapour generator, 4 – condenser refrigerant pump; 5, 6, 7 – mass flow meters; 8, 13 – electric heaters; 9 – circulation pump; 10 – circulation pump in condenser cooling loop; 11 – circulation pump in evaporator heat load loop; 12 – circulation pump in evaporator heat load loop, 14 - dry cooler; *T* – temperature sensor; *P* – pressure transducers; *M* – mass flow meters in cooling/heating loops

The test rig was equipped with two additional loops: the first for the thermal load for the evaporator and the second for the condenser cooling. These systems allow for adjusting refrigerant flow rates as well as for changing of operation parameters in the wide range. The condenser cooling system was equipped with an automatically controlled dry cooler. The thermal load system was equipped with automatically controlled electrical heater. Both systems are fully instrumented with transducers for measuring temperatures, pressures and flow rates with high accuracy. The rig is equipped with control valves enabling the adjustment of the operating parameters of the motive vapour at the inlet to the motive nozzle of the ejector.

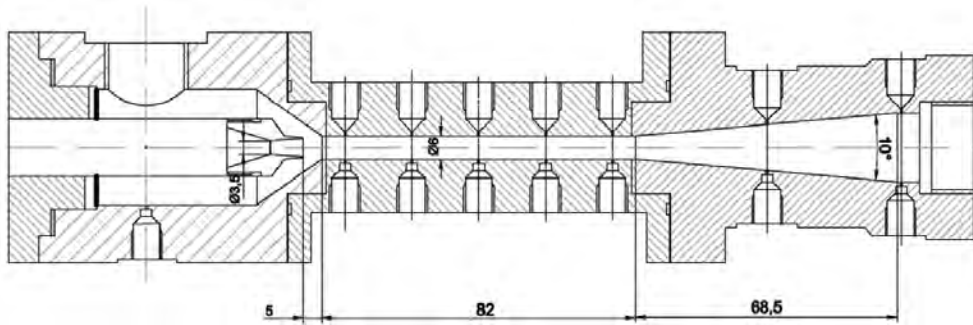


Fig. 3: Schematic of tested ejector; unit: mm

Table 1: Operating parameters

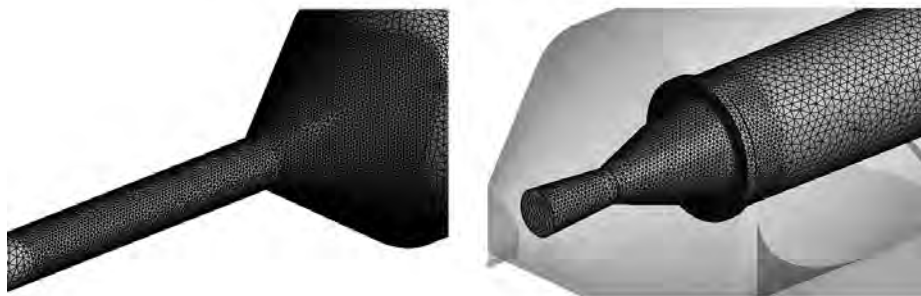
No.	Series No.	High pressure inlet		Low pressure inlet		Outlet		Conden. temp. °C
		temp. °C	pres. bar	temp. °C	pres. bar	temp. °C	pres. bar	
1	Series No.1	65,80	8,29	13,07	1,97	27,36	3,75	27,36
2		66,15	8,32	13,23	1,98	27,95	3,82	27,95
3		65,58	8,29	13,10	1,97	28,28	3,85	28,28
4		66,19	8,31	13,49	2,00	29,03	3,94	29,03
5		65,67	8,24	13,56	1,97	29,50	3,99	29,50
6		66,36	8,33	13,45	1,95	29,84	4,03	29,84
7		66,23	8,30	14,09	1,95	30,00	4,04	30,00
8		65,56	8,30	14,10	1,95	31,14	4,06	30,14
9		66,33	8,33	14,12	1,93	30,23	4,07	30,23
10	Series No.2	63,94	7,75	10,68	1,82	24,03	3,41	24,03
11		62,49	7,79	10,81	1,84	24,50	3,45	24,50
12		62,62	7,77	11,23	1,85	24,75	3,48	24,75
13		62,86	7,76	11,18	1,84	26,06	3,61	26,06
14		63,22	7,78	11,14	1,83	26,64	3,68	26,64
15		62,86	7,72	11,39	1,83	27,20	3,74	27,20
16		62,94	7,74	11,92	1,85	27,82	3,80	27,82

Generally, the performance of the ejector was changed by means of adjusting the mass flow rate of the coolant in the condenser loop. As an effect the condensation temperature was varying. In present investigations saturation pressure in the generator, superheating, volume flow rate and temperature of the motive primary vapour were kept constant. Also the evaporation pressure, temperature and superheating of the secondary stream were kept constant. The average operating parameters are listed in Table 1. It is worth to note that data collected in Table 1 corresponding only to conditions used in numerical calculations. The experimental data for each series contain more measuring point, which are not presented here.

### 3. NUMERICAL SIMULATION

Computational Fluid Dynamics (CFD) is widely use in simulation of the ejector performance, e.g. investigation of the influence of the operating conditions [10, 11] or type of working fluid [7, 12]. CFD technique is also used in geometry improvement or

optimization [5, 6, 8]. For CFD modelling of the ejector the 3-D model was applied. For mesh independent test three types of grid were prepared. For mesh No. 1 the ejector geometry was divided into three domain: motive nozzle, suction chamber, and mixing chamber with diffuser. Each domain was discretised with unstructural tetragonal mesh build in ICEM CFD and merged in ANSYS CFX using Interface boundary conditions. The total mesh density was  $2 \times 10^6$  cells.



**Fig. 4:** Part of numerical model with mesh: suction and mixing chambers (left); motive nozzle (right)

Mesh No.2 was built as one domain with unstructural tetragonal cells and refined using grid adaptation tools to detect the anticipated local effects such as shockwave propagation and the boundary layer effect. The final grid density was  $1.5 \times 10^6$  cells after mesh adaptation. Mesh No. 3 was generated analogically as mesh No. 2, however, with smaller dimensions of cells. After adaptation the grid density was  $4.5 \times 10^6$  cells. Part of numerical mesh No. 1 before adaptation is shown in Fig. 4.

For modelling of the gas ejector the turbulence model from  $k - \epsilon$  or  $k - \omega$  group are commonly used [13, 14]. Therefore in initial simulation the standard  $k - \epsilon$ , realizable  $k - \epsilon$ , standard  $k - \omega$  and SST  $k - \omega$  turbulence models have been tested [15, 16]. Pressure distribution along ejector wall predicted by tested turbulence models were compared with experimental pressure distribution in order to choose most accurate turbulence model. Finally, the SST (Shear Stress Transport) turbulence model from  $k - \omega$  group was applied. The boundary conditions used in simulations are the same as the operation parameters described in Table 1. Pressure boundary conditions were applied in the calculations with discretization of the second order. For high and low pressures inlets the temperature and pressure are set, while for ejector outlet only the pressure was set as boundary condition, according to Table 1. The pressure-velocity coupled solver was used and the convergence of residua  $10^{-6}$  was assumed in the calculations. The thermodynamic properties of fluid from NIST REFPROP were applied in simulations.

#### 4. RESULTS OF INVESTIGATION

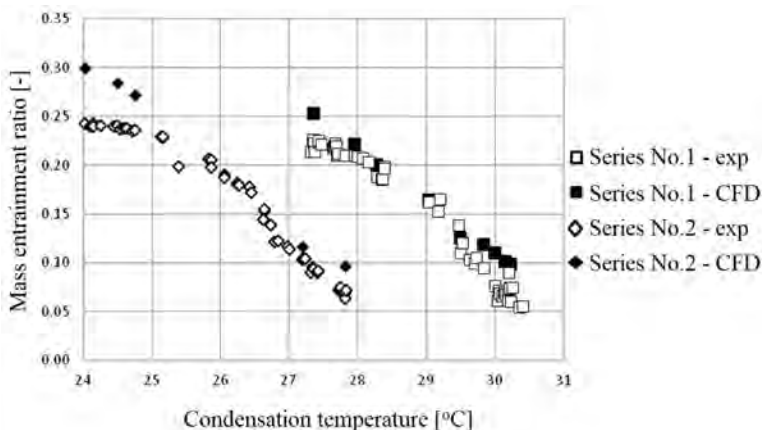
First step in numerical modelling was mesh independence test. An exemplary operating conditions (point No. 3 from series No. 1 in Table 1) were chosen for test simulation. The mass flow rate for both fluid were observed and compared with experimental values. The pressure distribution along ejector was also observed and compared



**Table 2:** Mass flow rate for tested meshes

Parameter	Unit	Experiment	Mesh No.1	Mesh No.2	Mesh No.3
$\dot{m}_g$	kg/s	0,026970	0,029303	0,028705	0,032036
$\dot{m}_e$	kg/s	0,005089	0,009376	0,010244	0,005846
$\dot{m}_e/\dot{m}_g$	-	0.189000	0,320000	0,357000	0,182000

to experimental. Results of mass flow rates are presented in Table 2. Based on the results presented in Table 2 it is seen that the numerical results obtain from simulation with mesh No. 3 is most accurate with experimental value.

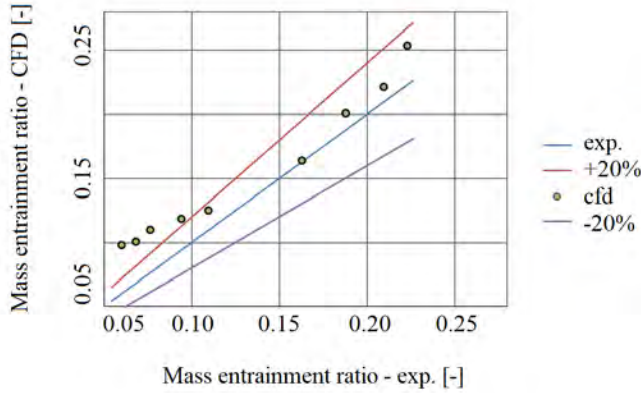


**Fig. 5:** Performance of the tested ejector: mass entrainment ratio vs. condensation temperature

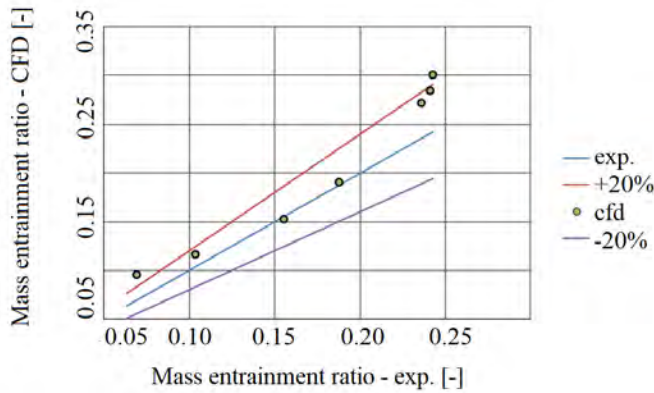
Mass entrainment ratio as the function of the condensing temperature  $t_c$  for tested ejector was shown in Fig. 5. Both, numerical and experimental results have been presented. For series No. 1 mean value of saturation temperature corresponding to the motive pressure is  $58^\circ\text{C}$  while mean motive temperature at saturation condition for series No. 2 is  $55^\circ\text{C}$ . The results clearly shows that for higher motive temperature /pressure the ejector can operate at higher condensation temperature. It is seen that for both series the numerical results in most cases fits well with experimental results. The deviation between numerical and experimental results of mass entrainment ratio are shown in Fig. 6 for Series No. 1 and in Fig. 7 for Series No. 2.

The figures shows that for both tested series, the deviation is lower than 20% for most of the numerical results. However it can be seen that numerical simulation overpredicts the mass entrainment ratio. This feature of the numerical simulation can result from omitting the flow resistance of the secondary flow and simplification of the suction chamber inlet. As a results of lack of flow resistance the velocity of the secondary vapour sucked by ejector is higher, the amount of the secondary fluid increase and therefore the ejector operate with higher entrainment ratio.

Figure 8 presents CFD results of the pressure and velocity profile along the ejector. As seen in Fig. 8 (top), the pressure of the primary flow is equal to 8.3 bar, which drastically decreases after the nozzle throat where the flow is supersonic. The supersonic flow creates a low pressure region (0.6 bar) which can suck the secondary flow into the ejector. They mix in the mixing chamber and the pressure is then recovered once in the mixing chamber is approximately 4 bar and afterward it will again increase



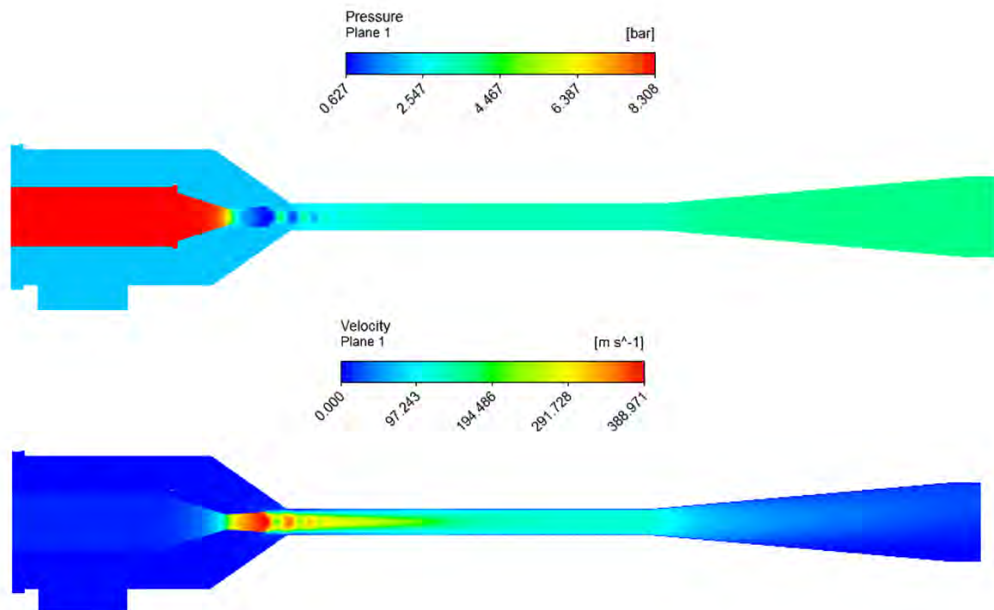
**Fig. 6:** Deviation of the numerical results for Series No. 1



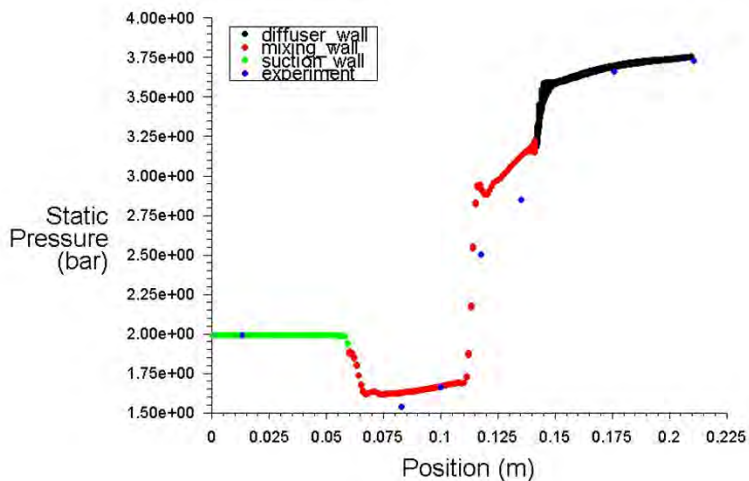
**Fig. 7:** Deviation of the numerical results for Series No. 2

in the beginning of the diffuser section to 4.46 bar. The velocity contours are shown in Fig. 8 (bottom). The velocity of the primary flow gradually increases as it passes through the nozzle and it reaches to its maximum value (around 390 m/s, corresponding to Mach number  $Ma \approx 2.0$ ) at the nozzle outlet where the pressure is minimal. It can also be seen that the flow velocity gradually decreases to approximately 200 m/s in the mixing chamber as well as the diffuser by increasing the pressure. Finally, a uniform velocity profile of the primary and the secondary mixtures can be observed at the outlet section where the velocity is relatively low. Presented flow field is typical for off-design operating regime of the ejector without normal shock wave.

Figure 9 illustrates the comparison between the static pressure distributions from the two different approaches, the experimental versus the simulated results. The comparison was conducted when the ejector was operated at downstream pressure corresponding to  $t_c = 27.3^\circ\text{C}$ . As seen in Fig. 9 the pressure profile fits well, however numerical values of pressure after shock wave are over-predicted. It is possible that this is an effect of the simplification of the ejector geometry. It is worth to note, that during experiments the ejector was equipped with pressure transducers and temperature sensors which have a negative influence on the flow of the refrigerant due to flow resistance and pressure



**Fig. 8:** Pressure (top) and velocity (bottom) filed in tested ejector for Series No. 1 and condensation temperature  $t_c = 30^\circ\text{C}$

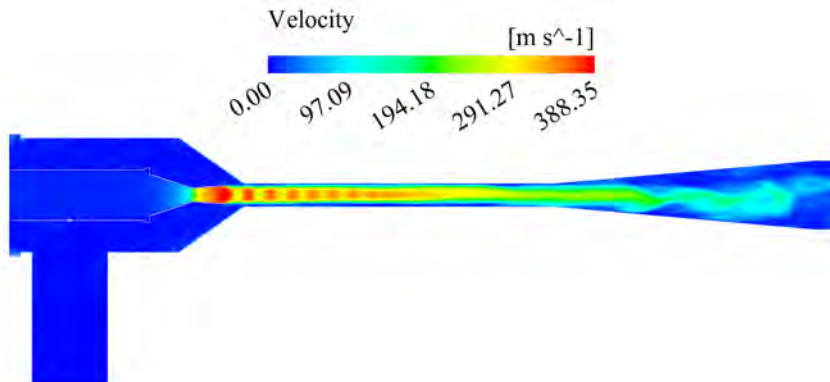


**Fig. 9:** Pressure distribution along ejector wall for Series No. 1 (point No. 1) and condensation temperature  $t_c = 27.3^\circ\text{C}$

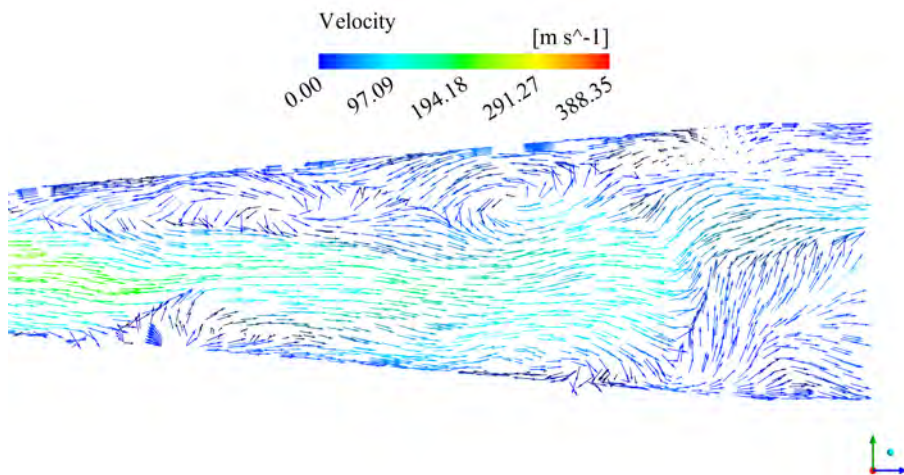
and velocity losses. These sensors are not included in the numerical simulation, therefore, all effects caused by these sensors were omitted. Nevertheless, in general a good agreement between numerical and experimental pressure profile is observed.

In order to better understand ejector operation the authors undertook a very ambitious task, i.e. the use of LES model (Large Eddy Simulation) for gas ejector. In

following figures the exemplary preliminary results are shown. Velocity field profile is shown in Fig. 10. The largest difference in reference to results of 3D DNS (Direct Numerical Simulation) simulation shown in Fig 8 are for diffuser. Not symmetrical vortexes in diffuser are clearly seen in Fig. 10. Also, the supersonic jet in mixing chamber is larger in LES simulation.

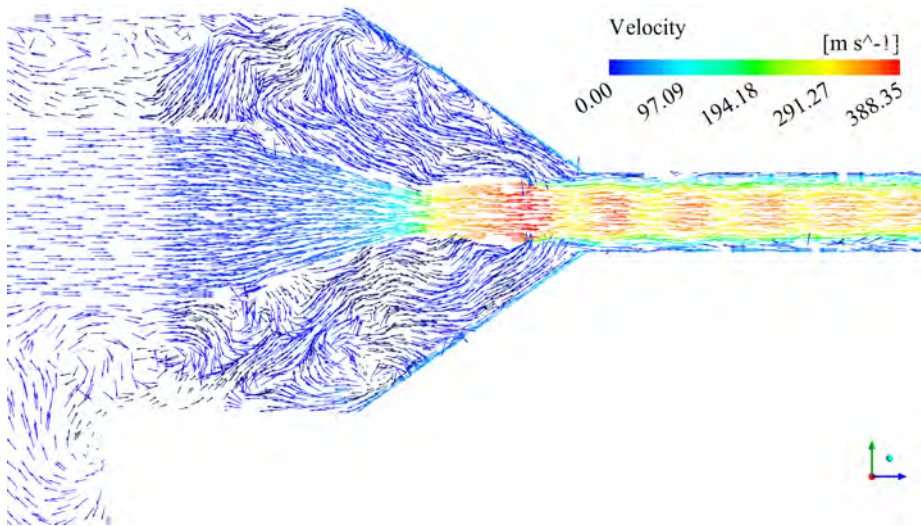


**Fig. 10:** Velocity field in modeled ejector



**Fig. 11:** Velocity vectors in diffuser

Enlarged views of velocity vectors in ejector are given in Fig. 11 and Fig. 12. Not symmetrical jet in mixing chamber is seen and also vortexes in diffuser and in suction chamber. Difference in supersonic jet in mixing chamber between LES and DNS simulation might have negative influence on proper interpretation of results, especially during ejector design and determination of critical temperatures at which ejector regime is changing from on-design to off-design.



**Fig. 12:** Velocity vectors in nozzle, suction and mixing chambers

## 5. CONCLUSIONS

The own experimental and numerical investigation of the ejection system driven by low-temperature source have been shown. The experimental investigations confirmed that the ejection cycle operating with isobutane can effectively be driven by low temperature heat source, e.g. lower than  $75^{\circ}\text{C}$ . Under this range of motive temperature heat sources the ejection cycles can be considered as truly competitive in comparison with absorption refrigeration systems. It was also shown that for higher value of the motive vapour the ejector operates at higher values of the condensation temperature. Based on the numerical results it can be concluded that the CFD method is an efficient tool to predict the entrainment ratio and pressure profile. In general, it can be concluded that chosen turbulence model gives good representation of the flow inside ejector.

## ACKNOWLEDGEMENT

The work was completed within the statutory activities S/WM/2/2016. Also the work was partly supported by Wroclaw Centre for Networking and Supercomputing WCSS (<http://wcss.pl>) in the scope of Grant No. 309.

## REFERENCES

- [1] Pridasawas W., Lundqvist P., *Natural working fluids for a solar-driven ejector refrigeration system*, Proceedings of the Eurotherm Seminar No. 72, Thermodynamics, Heat and Mass Transfer of Refrigeration Machines and Heat Pumps, 431-436, 2003.
- [2] Butrymowicz D., Trela M., Karwacki J., Ochrymiuk T., Smierciew K., *Investigation and modelling of ejector for air-conditioning system*, Archives of Thermodynamics, **29**, 27-40, 2008.
- [3] Śmierciew K., Butrymowicz D., Karwacki J., Trela M., *Modelling of ejection cycle for solar air-conditioning*, Proceedings of the International Seminar on ejector/jet-pump technology and application, **25**, 2009.

- [4] Zhu Y., Cai W., Wen C., Li Y., *Numerical investigation of geometry parameters for design of high performance ejectors*, Applied Thermal Engineering, **29**, 898–905, 2009.
- [5] Utomo T., Ji M., Kim P., Jeong H., Chung H., *CFD analysis on the influence of converging duct angle on the steam ejector performance*, Proceedings of the International Conference on Engineering Optimization EngOpt, 2008.
- [6] Dvořák V., *Shape optimization of axisymmetric ejector*, Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, 2006.
- [7] Eames I.W., Ablwaifa A.E., Petrenko V., *Results of an experimental study of an advanced jet-pump refrigerator operating with R245fa*, Applied Thermal Engineering, **27**, 2833–2840, 2007.
- [8] Varga S., Oliviera A.C., Diaconu B., *Influence of geometrical factors on steam ejector performance – A numerical assessment*, International Journal of Refrigeration, **32**, 1694-1701, 2009.
- [9] Butrymowicz D., Śmierciew K., Karwacki J., Gagan J., *Experimental investigations of low-temperature driven ejection refrigeration cycle operating with isobutane*, International Journal of Refrigeration, **39**, 196-209, 2014.
- [10] Hemidi A., Henry F., Leclaire S., Seynhaeve J.M, Bartosiewicz Y., *CFD analysis of a supersonic air ejector. Part II: Relation between global operation and local flow features*, Applied Thermal Engineering, **29**, 2990-2998, 2009.
- [11] Sriveerakul T., Aphornatana S., Chunnanond K., *Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 2. Flow structure of a steam ejector influenced by operating pressures and geometries*, International Journal of Thermal Sciences, **46**, 823-833, 2007.
- [12] Yapici R., *Experimental investigation of performance of vapour ejector refrigeration system using refrigerant R123*, Energy Conversion and Management, **49**, 953–961, 2008.
- [13] Bartosiewicz Y., Aidoun Z., Desevoux P., Mercadier Y., *CFD-Experiments Intergation in the evaluation of Six Turbulence Models for Supersonic Ejector Modeling*, Proceedings of the Conference on the Integrating CFD and Experiments, 2003.
- [14] Gagan J., Śmierciew K., Butrymowicz D., Karwacki J., *Comparative study of turbulence models in application to gas ejectors*, International Journal of Thermal Sciences, **78**, 9-15, 2014.
- [15] Menter F.R., Kuntz M., Langtry R., *Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*, In: Hanjalic K. et al., Turbulence, Heat and Mass Transfer, 2003.
- [16] Kolar J., Dvorak V., *Verification of k-omega SST turbulence model for supersonic internal flows*, World Academy of Science, Engineering and Technology, **81**, 262-266, 2011.



## **Analiza zmiany składu stałych produktów pirolizy 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

W pracy analizowano zmiany zachodzące w próbkach biomasy w procesie wolnej pirolizy. Badania prowadzono w warunkach złoża stacjonarnego dla trzech prób biomasy: zrębków wierzby, łusek słonecznika i odpadu po procesie parzenia kawy, w zakresie temperatur 250-850°C. Przeprowadzono porównawcze badania pirolizy w warunkach TGA z szybkością nagrzewu 10°C/min. Oceniano zmiany składu chemicznego pozostałości po odgazowaniu w zależności od temperatury procesu. Na podstawie otrzymanych wyników wyznaczono ilość wydzielanych części lotnych oraz zmiany ilości energii chemicznej zawartej w próbkach. Stwierdzono, że proces pirolizy prowadzi do prawie całkowitego wydzielenia związków wodoru i tlenu z koksów, z tym, że proces wydzielenia wodoru jest proporcjonalny do stopnia odgazowania paliwa a proces wydzielenia tlenu wyprzedza proces odgazowania. Wydzielenie węgla oraz azotu jest znacznie wolniejsze i prowadzi do wzrostu udziału tych pierwiastków w koksach. Po procesie odgazowania, w pozostałości koksowej pozostaje około 30% energii początkowej.

**SŁOWA KLUCZOWE:** *biomasa, piroliza*

---

## **1. WPROWADZENIE**

Obecna polityka klimatyczna, dążąca do ograniczenia emisji CO<sub>2</sub> z gospodarki światowej, prowadzi między innymi do wyeliminowania paliw kopalnych z procesu wytwarzania energii elektrycznej. Paliwa kopalne są zastępowane przez odnawialne źródła energii. Część tych źródeł (energia słoneczna oraz wiatrowa) charakteryzuje się okresowością lub dużą niepewnością dostępności oraz zmiennością w ciągu roku. Obok rozwoju metod akumulacji energii elektrycznej niezbędne jest stosowanie źródeł które zapewnią bezpieczeństwo i stabilność dostaw energii elektrycznej. Istotna może

tu być rola biomasy jako stabilnego źródła energii. Biomasa odpadowa lub z upraw energetycznych może mieć zastosowanie jako surowiec w biogazowniach lub może być spalana w kotłach parowych. Obok energetycznego zastosowania biomasy będzie też istnieć zapotrzebowanie na surowce chemiczne czy paliwa ciekłe obecnie pozyskiwane z paliw kopalnych. Proces pozyskiwana odbywa się na drodze procesów termochemicznych (pirolizy, zgazowania, upłynniania) lub biochemicznych [1–3], które są realizowane w różnych technologiach i dla różnych parametrów procesu [4]. W zależności od sposobu prowadzenia danego procesu występuje inna pozostałość po procesie, która ma zawsze znaczącą wartość opałową, a tym samym jest dostępnym odnawialnym paliwem dla energetyki. Biomasa w odróżnieniu od innych paliw stałych charakteryzuje się niestabilnością w czasie spowodowaną procesami biologicznymi zachodzącymi w paliwie. Dlatego problemem jest składowanie oraz dodatkowo transport z uwagi na małą gęstość energetyczną. Procesy termicznej obróbki pozwalają przewyciężyć te problemy w znacznym zakresie ograniczając procesy biologiczne i zwiększając gęstość energetyczną. Proces pirolizy biomasy jest złożony z powodu złożoności składu samej biomasy. Wśród głównych składników strukturalnych biomasy można wyróżnić ligninę, celulozę i hemicelulozę. Występują one w różnej proporcji w biomasie i odmiennie reagują w czasie rozkładu termicznego [5]. Proces ten zaczyna się w od temperatury około 200°C i trwa do temperatury około 900°C. Hemiceluloza rozkłada się głównie w zakresie temperatur 220-320°C z pozostałością na poziomie około 20% po podgrzaniu do 900°C. Dla celulozy proces rozkładu zaczyna się powyżej 300°C i główny jego przebieg kończy się przy 400°C, z niewielką ilością pozostałości (poniżej 10%). Rozkład ligniny zachodzi w całym przedziale z niewielką szybkością i ten składnik charakteryzuje się najwyższą pozostałością po odgazowaniu sięgającą ponad 45%.

Pomimo szeregu prac poświęconych pirolizie (np. [6]) mało jest prac pokazujących zmiany zachodzące w paliwie w szerokim zakresie temperatur. Często są one ograniczone tylko do temperatury pracy układu lub dotyczą wyłącznie produktów gazowych czy ciekłych [7, 8]. Badania pirolizy są najczęściej prowadzone w zakresie temperatur 350-500°C, w którym wydziela się większość części lotnych. Część badań dotyczy procesu toryfikacji [9] i te są prowadzone w niższym zakresie temperatur 250-350°C. W części prac badania ogranicza się do analizy zachowania wybranego składnika strukturalnego (np. ligniny [10]). Najnowsze prace dotyczą między innymi analizy wpływu wstępnych procesów obróbki surowca takich jak wymywanie czy wstępne odgazowanie [11] na ilość i skład produktów pirolizy. W pracy [12] analizowano wpływ warunków pirolizy na zachowanie się związków chloru i potasu, stwierdzono niejednoznaczne zmiany w ilości i formie wydzielanych związków chloru w zależności od szybkości nagrzewu i ilości dodawanych związków chloru do biomasy.

Analiza całego paliwa w pełnym zakresie zmian temperatury pozwoli na lepsze poznanie charakteru tych zmian oraz wybór najlepszej technologii użytkowania danej biomasy. Celem pracy jest określenie zmian zachodzących w paliwie w procesie wolnej pirolizy i wyznaczenie zmian składu chemicznego stałej pozostałości z określeniem ilości energii pozostałej w paliwie.

## 2. MATERIAŁ BADAWCZY I METODY POMIAROWE

Do badań wytypowano trzy biomasy, które mogą znaleźć zastosowanie w energetyce z uwagi na dostępność: drewno z upraw energetycznych - zrębki wierzby (ozna-



czenie W) oraz dwie biomasy odpadowe: łuski słonecznika (S) i odpad pochodzący z parzenia kawy (K). Z paliw tych otrzymano pozostałości koksowe, które oznaczono przy pomocy kodu paliwa i liczby odpowiadającej temperaturze odgazowania. Pobrane próby paliw wysuszono i rozdrobniono, a następnie zmielono do frakcji poniżej 200  $\mu\text{m}$ . Dla tak przygotowanych prób oznaczono zawartość: wilgoci, popiołu, i części lotnych oraz kaloryczność i skład pierwiastkowy. Oznaczano zawartość pierwiastków węgla, wodoru, siarki i azotu. Zawartość tlenu w paliwach określono z bilansu składników jako element uzupełniający skład paliwa do 100%. Zawartość popiołu wyznaczono w 550°C oraz dodatkowo w 600°C i 815°C.

Przeprowadzono odgazowanie biomas w temperaturze 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600 i 850°C. Odgazowanie prowadzono podobnie do procedury oznaczania części lotnych, z tym, że dla każdej z temperatur indywidualnie dobrano czas odgazowania. Czas ten określono na podstawie obserwacji masy próbek po odgazowaniu i obserwacji struktury próbki. Otrzymane pozostałości koksowe poddano tym samym badaniom co paliwa wyjściowe w celu oznaczenia ich składu pierwiastkowego. Ilość popiołu w próbkach określono na podstawie analizy paliwa podstawowego z uwzględnieniem ilości popiołu oznaczonej w temperaturach 600°C i 815°C. Kaloryczność koksov przeliczono na podstawie wzoru [13].

Własności badanych paliw oznaczono zgodnie z odpowiednimi normami dla biomas (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 i analizatorów automatycznych True Spec CHN i S firmy LECO oraz bomby kalorymetrycznej IKA C2000.

Przeprowadzono porównawcze badania odgazowania w atmosferze azotu z zastosowaniem analizatora TGA – Setaram SETSYS Evolution1750CS. Badania te przeprowadzono dwuetapowo – w pierwszym etapie próbka była wygrzewana przez 30 min. w temperaturze ok. 110°C w celu usunięcia wilgoci z próbki, a następnie odgazowywana z prędkością 10°C/min do temperatury 900°C i wytrzymana w tej temperaturze przez 30 min. Rejestrowano ubytek masy próbki w czasie procesu.

### 3. WYNIKI BADAŃ

W tabeli 1 zestawiono wyniki analizy technicznej i elementarnej badanych paliw. Paliwa te charakteryzują się typową dla biomas wysoką zawartością części lotnych sięgającą 80% w stanie suchym i stosunkowo niską zawartością popiołu. Udział węgla i wodoru w paliwach jest na podobnym poziomie, występują wyraźne różnice w zawartości azotu. Z większą zawartością węgla i wodoru w paliwach związana jest wyższa kaloryczność próbek K i S w stosunku do próbki W. W badanych paliwach występuje

**Tabela 1:** Wyniki analizy technicznej i analizy elementarnej dla badanych paliw w stanie suchym. Zawartość popiołu określono w temperaturze 550°C, 600°C i 815°C

Ozn.	W	A <sup>550</sup>	A <sup>600</sup>	A <sup>815</sup>	V	C	H	N	S	O	HHV
-	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	MJ/kg
K	8,22	1,25	1,17	1,09	82,0	52,4	6,78	2,21	0,19	37,2	21,70
W	7,05	3,05	2,42	2,23	78,6	50,1	5,95	0,73	0,10	40,1	18,75
S	5,88	5,04	4,83	4,38	78,2	51,4	6,45	1,80	0,22	35,1	20,05

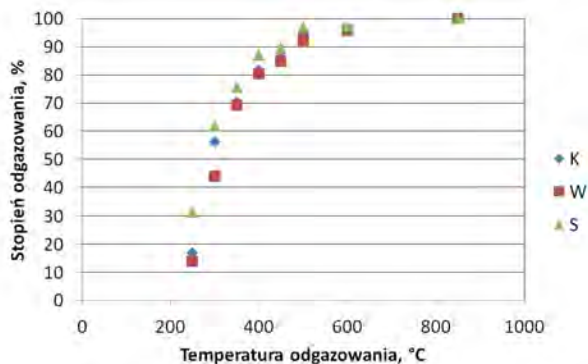
niewielka ilość siarki (poniżej 0,25%). Tabela 1 zawiera również oznaczone zawartości popiołu dla trzech temperatur 550, 600 i 815°C. Porównanie tych wartości pokazuje, że w zakresie temperatury 550-815°C ilość oznaczonego popiołu może się zmieniać nawet o 20%. Dlatego w czasie analizy koksów w temperaturze powyżej 550°C należy uwzględnić zmieniającą się ilość popiołu wynikającą z częściowego wydzielania, w fazie gazowej, składników substancji mineralnej paliw.

**Tabela 2:** Wyniki stopnia odgazowania, zawartości popiołu, analizy elementarnej oraz zmian kaloryczności dla otrzymanych koksów w stanie suchym

Ozn.	DV	SV	A	C	H	N	S	O	HHVwzgl
-	%	%	%	%	%	%	%	%	-
K250	13,9	17,0	1,46	56,5	6,35	2,57	0,18	32,9	1,06
K300	46,1	56,2	2,33	69,3	5,63	3,72	0,19	18,8	1,29
K350	57,6	70,2	2,95	74,3	5,22	4,27	0,18	13,1	1,38
K400	66,8	81,5	3,78	76,5	4,59	4,68	0,18	10,3	1,39
K450	71,9	87,7	4,46	79,1	4,23	4,83	0,19	7,29	1,42
K500	77,6	94,6	5,60	80,1	3,59	4,78	0,17	5,86	1,41
K600	79,3	96,7	5,66	83,2	2,85	4,67	0,18	3,44	1,43
K850	82,0	100	6,06	86,5	1,28	4,24	0,16	1,76	1,39
W250	10,9	13,8	3,04	52,8	5,58	0,81	0,14	37,3	1,04
W300	34,5	43,8	3,42	60,4	5,30	1,02	0,13	28,5	1,20
W350	54,4	69,2	4,65	70,5	4,49	1,33	0,12	16,9	1,40
W400	63,1	80,3	6,67	72,9	3,95	1,52	0,14	13,2	1,42
W450	66,6	84,7	8,26	74,5	3,67	1,80	0,12	10,8	1,45
W500	72,5	92,2	9,11	77,2	3,34	1,83	0,13	7,55	1,49
W600	75,3	95,8	9,95	80,6	2,85	1,53	0,12	5,07	1,53
W850	78,6	100	9,82	84,1	1,35	1,57	0,13	2,41	1,51
S250	24,4	31,3	5,04	57,7	5,86	2,31	0,21	27,3	1,11
S300	48,3	61,8	6,67	63,1	5,74	2,68	0,21	18,5	1,23
S350	59,0	75,5	9,73	67,8	4,85	3,17	0,20	11,7	1,29
S400	68,0	87,0	12,3	69,7	4,55	3,05	0,22	6,75	1,33
S450	69,8	89,4	15,7	70,6	4,10	3,57	0,21	4,82	1,33
S500	75,7	96,8	16,7	70,8	3,23	3,32	0,19	1,77	1,29
S600	76,1	97,4	20,7	72,3	2,44	2,98	0,20	1,82	1,27
S850	78,2	100	20,3	73,7	1,05	2,96	0,18	2,05	1,20

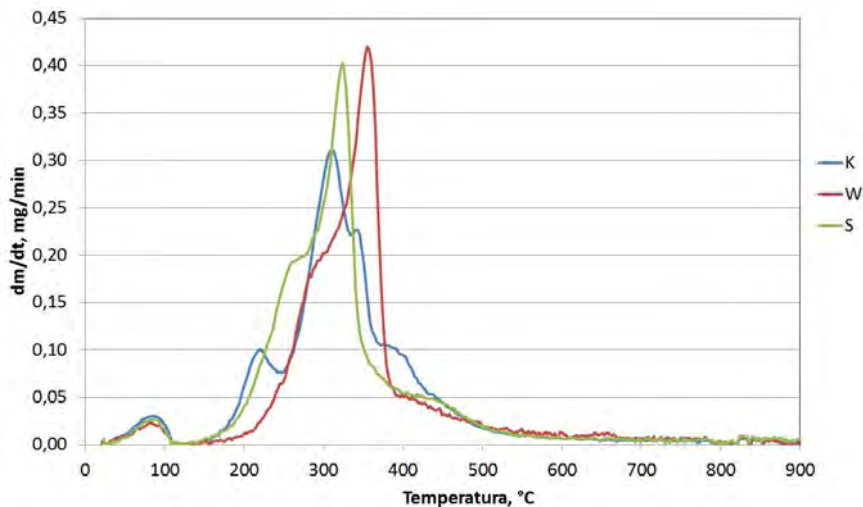
W tabeli 2 zestawiono wyniki oznaczeń dla otrzymanych koksów przeliczone na stan suchy. Dla każdego z koksów podano ilość wydzielonych części lotnych z paliwa surowego (DV) oraz stopień odgazowania (SV) definiowany jako procent wydzielonych części lotnych do wszystkich dostępnych części lotnych w danym paliwie. Zamieszczono również oszacowane ciepło spalania koksów odniesione do ciepła spalania paliwa (HHVwzgl). Ze wzrostem temperatury odgazowania obserwowana jest zmiana składu badanych koksów. Obniża się wyraźnie zawartość tlenu, rośnie zawartość popiołu i węgla. Maleje również zawartość wodoru, z tym, że proces ten nie zachodzi tak szybko jak w przypadku tlenu. Na przykład dla 30% stopnia odgazowania (około 350°C) zawartość wodoru zmniejsza się w stosunku do paliwa wyjściowego o około 20-25% natomiast tlenu o około 60-70%. Zawartość azotu w początkowym etapie zwiększa się i jest blisko dwukrotnie wyższa niż w paliwie wyjściowym. Również kaloryczność koksów rośnie do wartości około 1,5 raza wyższej niż paliwa wyjściowego. Dla najwyższych stopni odgazowania kaloryczność obniża się z powodu wydzielania pierwiastków palnych (głównie wodoru), co nie jest kompensowane przez wzrost zawartości węgla.

Zawartość siarki w koksach jest niewielka i obserwowane zmiany są mniejsze niż wartość niepewności oznaczeń wzorca (0,07%). Dlatego zmiany ilości siarki nie będą dalej analizowane.



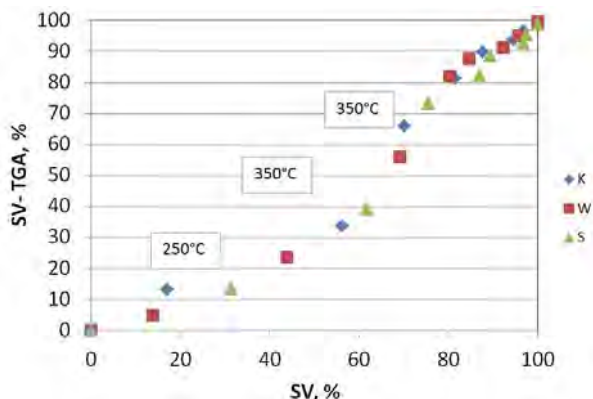
Rys. 1: Zmiany stopnia odgazowania badanych paliw w zależności od temperatury odgazowania

Na rysunku 1 pokazano zmiany stopnia odgazowania badanych paliw (SV) w zależności od temperatury prowadzonego procesu. Proces wydzielania części lotnych przebiega do temperatury ok. 500°C, gdzie dla wszystkich paliw odgazowaniu uległo już ponad 92% części lotnych. Wyraźne różnice w stopniu odgazowania są obserwowane w temperaturze poniżej 500°C, co jest spowodowane różnym składem strukturalnym paliw, a tym samym, proces odgazowania poszczególnych paliw przebiega inaczej. Do tej temperatury kończy się odgazowania celulozy i hemicelulozy. Dla najwyższych temperatur zachodzi powolny, końcowy etap procesu odgazowania ligniny, który dla każdego z badanych paliw przebiega podobnie.



Rys. 2: Szybkość odgazowania badanych paliw w warunkach TGA w zależności od temperatury odgazowania

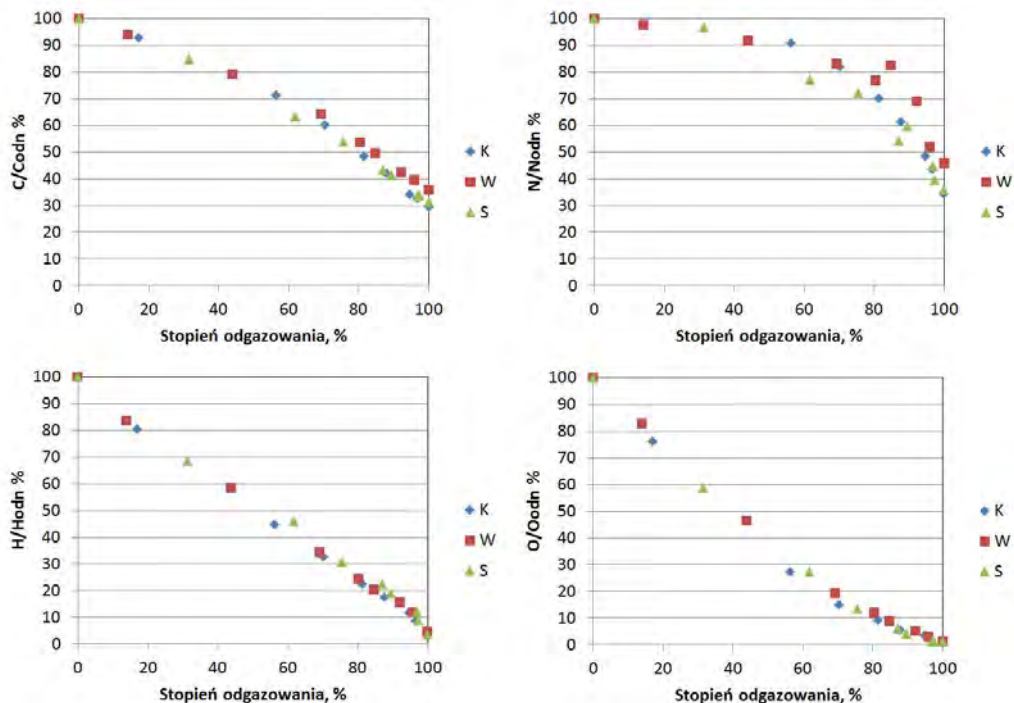
Analizowano proces odgazowania w warunkach TGA w atmosferze azotu z prędkością nagrzewania  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . Zmiany szybkości odgazowania dla badanych paliw zestawiono na rysunku 2. Pierwszy wspólny pik na krzywych odgazowania odpowiada odparowaniu wilgoci z próbek. Kolejne są związane z rozkładem termicznym poszczególnych składników strukturalnych. W zakresie  $200\text{--}400^{\circ}\text{C}$  zachodzi główna część procesu odgazowania, z tym, że początkowo największe ubytki masy są obserwowane dla próbki K. W temperaturze około  $250^{\circ}\text{C}$  największa szybkość odgazowania obserwowana jest dla próbki S i to paliwo jako pierwsze ulega rozkładowi. Po przekroczeniu temperatury  $350^{\circ}\text{C}$  proces odgazowania gwałtownie się kończy i od około  $450^{\circ}\text{C}$  dla wszystkich paliw odgazowanie odbywa się z podobną szybkością. Zestawienie stopnia odgazowania w warunkach TGA i złoża stacjonarnego pokazano na rysunku 3. Porównanie stopnia odgazowania w obu przypadkach pokazuje, że proces ten w warunkach stałego nagrzewania (TGA) jest opóźniony (tzn. zachodzi w wyższej temperaturze) w stosunku do warunków ze stałą temperaturą (złoża stacjonarne). Jest to spowodowane skończoną szybkością nagrzewania prób paliwa i pewnym opóźnieniem, tym większym, im niższa jest temperatura procesu. Zmiany w próbkach w obu procesach zachodzą w podobnej kolejności, co sugeruje, że w warunkach TGA i złoża stacjonarnego proces przebiega podobnie.



Rys. 3: Zmiany stopnia odgazowania badanych paliw w warunkach złoża stacjonarnego i TGA

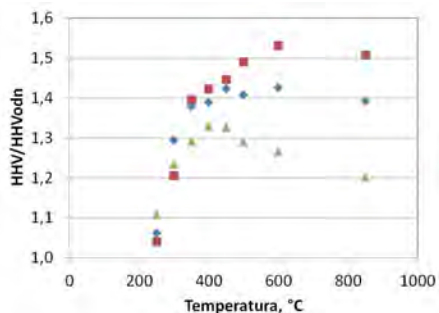
W celu określenia szybkości wydzielania poszczególnych pierwiastków w procesie odgazowania obliczono ilość danego pierwiastka ( $X$ ) pozostającego w koksie w stosunku do początkowej ilości zawartej w paliwie ( $X_{\text{odn}}$ ). Tak określony procent  $X/X_{\text{odn}}$  zestawiono ze stopniem odgazowania dla poszczególnych paliw i pokazano na rys. 4.

Dla czterech analizowanych pierwiastków C, H, N i O występuje obniżenie ilości danego składnika, co jest wynikiem wydzielania części lotnych. Ubytek ten odbywa się z różną intensywnością. Dla węgla i azotu ubytek ten jest wolniejszy od stopnia odgazowania, z tym, że azot w początkowej fazie odgazowania praktycznie się nie wydziela. Nawet po odgazowaniu 70% wszystkich części lotnych nadal pozostaje ponad 80% początkowej zawartości azotu w koksie. Dla węgla ubytek ten jest proporcjonalny do stopnia odgazowania. Na końcu procesu pozostaje jeszcze około 30-35% początkowej zawartości węgla pierwiastkowego. Węgiel jest głównym składnikiem koksu. Ubytek wodoru jest proporcjonalny do stopnia odgazowania paliwa, natomiast w przypadku tlenu można zaobserwować większe zmiany niż te odpowiadające ilości odgazowanej

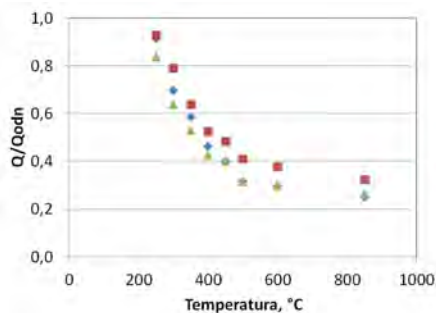


Rys. 4: Zmiany ilości węgla, azotu, wodoru i tlenu w koksach odniesione do wielkości początkowych w paliwie w zależności od temperatury odgazowania

substancji. Takie zmiany w udziałach pierwiastków przenoszą się na ilość energii, która pozostaje w koksach. Na rysunku 5 zestawiono ciepło spalania otrzymanych stałych produktów odgazowania odniesione do ciepła spalania paliwa wyjściowego. Kaloryczność paliwa wzrasta ze wzrostem zawartości ilości węgla i wodoru (ilość siarki w biomasach jest pomijalna), maleje ze wzrostem wilgoci, popiołu oraz ilości azotu i tlenu w paliwach. Istotną rolę odgrywa tu tlen, którego udział w biomasach przekracza 35%. Tlen spełnia tu podwójną rolę. Jest balastem, a jednocześnie jego obecność w wiąza-



Rys. 5: Zmiany względne ciepła spalania otrzymanych koksów w zależności od temperatury odgazowania



Rys. 6: Ilość ciepła uzyskana ze spalania koksów odniesiona do paliw wyjściowych w zależności od temperatury odgazowania

niach z wodorem i węglem obniża ilość dostępnej energii chemicznej dla tych pierwiastków. Wraz z procesem odgazowania występuje oderwanie grup tlenowych i związków zawierających tlen a rośnie udział związków o niskiej zawartości tlenu. Proces zwiększania ciepła spalania pozostałości koksowej postępuje do momentu odgazowania około 90% części lotnych kiedy następuje gwałtowny spadek zawartości wodoru z około 50% wartości początkowej do około 10-15%. Na rysunku 6 pokazano zmiany ilości energii dostępnej z pozostałością po odgazowaniu w stosunku do energii zawartej w paliwie. Ubytek przekraczający 70% jest wynikiem wydzielania się związków palnych z paliwa w procesie odgazowania. Spadek ten jest znaczny nawet w początkowym procesie i sięga 10% dla 250°C i ponad 50% po przekroczeniu 400°C.

#### 4. PODSUMOWANIE

Badania trzech biomas w procesie pirolizy w zakresie temperatur 250-850°C pokazały duże zróżnicowanie składu otrzymanych kokсів i ich kaloryczności. Na podstawie otrzymanych wyników analizy technicznej i elementarnej stwierdzono, że proces pirolizy prowadzi do prawie całkowitego wydzielenia związków wodoru i tlenu z kokсів z tym że proces wydzielania wodoru jest proporcjonalny do stopnia odgazowania paliwa a wydzielanie tlenu wyprzedza odgazowanie. Wydzielanie węgla i azotu jest znacznie wolniejsze i prowadzi do wzrostu udziału tych pierwiastków w kokсах. Z procesem odgazowania ubywa ilość energii chemicznej w biomasie. Po odgazowaniu w 850°C ilość energii obniża się do około 30% wielkości pierwotnej.

#### LITERATURA

- [1] Demirbas A., *Progress and recent trends in biofuels*, Progress in Energy and Combustion Science **33**, 1–18, 2007.
- [2] Bridgwater A.V., *Renewable fuels and chemicals by thermal processing of biomass*, Chemical Engineering Journal **91**, 87–102, 2003.
- [3] Naik S.N., Goud V.V., Rout P.K., Dalai A.K., *Production of first and second generation biofuels: A comprehensive review*, Renewable and Sustainable Energy Reviews **14**, 578–597, 2010.
- [4] Zhang L., Xu C., Champagne P., *Overview of recent advances in thermo-chemical conversion of biomass*, Energy Conversion and Management **51**, 969–982, 2010.
- [5] Yang H., Yan R., Chen H., Lee D.H., Zheng C., *Characteristics of hemicellulose, cellulose and lignin pyrolysis*, Fuel **86**, 1781–1788, 2007.
- [6] Yaman S., *Pyrolysis of biomass to produce fuels and chemical feedstocks*, Energy Conversion and Management **45**, 651–671, 2004.
- [7] Parascanu M.M., Sandoval-Salas F., Soreanu G., Valverde J.L., Sanchez-Silva L., *Valorization of Mexican biomasses through pyrolysis, combustion and gasification processes*, Renewable and Sustainable Energy Reviews **71**, 509–522, 2017.
- [8] Williams P.T., Nugranad N., *Comparison of products from the pyrolysis and catalytic pyrolysis of rice husks*, Energy **25**, 493–513, 2000.
- [9] van der Stelt M.J.C., Gerhauser H., Kiel J.H.A., Ptasinski K.J., *Biomass upgrading by torrefaction for the production of biofuels: A review*, Biomass and Bioenergy **35**, 3748 – 3762, 2011.
- [10] Sharma R.K., Wooten J.B., Baliga V.L., Lin X., Chan W.G., Hajjaligol M.R., *Characterization of chars from pyrolysis of lignin*, Fuel **83**, 1469–1482, 2004.

- [11] Chen D., Mei J., Li H., Li Y., Lu M., Ma T., Ma Z., *Combined pretreatment with torrefaction and washing using torrefaction liquid products to yield upgraded biomass and pyrolysis products*, *Biore-source Technology* **228**, 62-68, 2017.
- [12] Wang Y., Wu H., Sárossy Z., Dong C., Glarborg P., *Release and transformation of chlorine and potassium during pyrolysis of KCl doped biomass*, *Fuel* **197**, 422–432, 2017.
- [13] Neavel R.C, Smith S.E., Hippo E.J., Miller R.J., *Interrelationships between coal compositional parameters*, *Fuel* **67**, 312–320, 1986.







## Szacowanie unosu rtęci z procesów spalania paliw stałych

**Maciej Cholewiński**

*Politechnika Wroclawska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny*

*Katedra Technologii Energetycznych, Turbin i Modelowania Procesów Ciepło-Przepływowych*

*E-mail: maciej.cholewinski@pwr.edu.pl*

REKOMENDACJA: *prof. dr hab. inż. Wiesław Rybak*

### STRESZCZENIE

Ograniczanie emisji rtęci z procesów spalania paliw stałych stanowi jeden z kierunków działań proekologicznych jakie w najbliższych latach obrać musi polski sektor energetyczny. Rtęć stanowi pierwiastek śladowy w powszechnie stosowanych obecnie węglach energetycznych (występuje w nich najczęściej w udziale 50-600 ppb w stanie powietrzno-suchym), biomas (poniżej 50-100 ppb) oraz paliw alternatywnych (od 50 do nawet 3000 ppb). W przeciwieństwie jednak do pozostałych metali ciężkich (np. Pb, Cd), rtęć podczas spalania uwalniana jest do gazowych produktów spalania, co przy systematycznie wdrażanych restrykcyjnych standardach emisyjnych (w ramach Dyrektywy 2010/75/EU czy też projektów ogólnoświatowych, m.in. tzw. Konwencji z Minamaty) wymaga identyfikowania i doboru odpowiednich układów umożliwiających jej efektywny wychwyty ze spalin kotłowych. Co przy tym istotne, sprawność oraz strona ekonomiczna wspomnianego przedsięwzięcia proekologicznego realizowanego za pośrednictwem technologii poprocesowych będą silnie zależne od specjacji pierwiastka w spalinach, a więc pośrednio od rodzaju spalanego paliwa oraz parametrów procesowych. W artykule przedstawiono metodę oznaczania unosu rtęci metalicznej z komór paleniskowych, zasilanych paliwami stałymi o znanych właściwościach fizykochemicznych oraz, za jej pośrednictwem, porównano spodziewane składy spalin powstających podczas spalania wybranych paliw stałych - węgla energetycznych, biomas oraz tzw. paliw alternatywnych - ze szczególnym uwzględnieniem możliwości późniejszego wychwyty Hg. Wykazano znaczne różnice w wartościach uzyskiwanych stężeń rtęci oraz w składzie generowanych spalin (m.in. ze względu na obecność SO<sub>2</sub>, HCl oraz popiołów lotnych), a więc także w spodziewanej intensywności procesów utleniania rtęci metalicznej oraz sorpcji par rtęci podczas ochładzania spalin.

**SŁOWA KLUCZOWE:** *rtęć, spalanie paliw, ograniczanie emisji, ochrona środowiska*

---

## 1. WPROWADZENIE

Przez wiele stuleci, m.in. z racji swoich specyficznych właściwości fizycznych oraz podobieństwa do metali szlachetnych, rtęć była obecna w bliskim otoczeniu człowieka. Począwszy od czasów starożytnych stosowano ją do produkcji farb i kosmetyków, w medycynie i chemii, używano także jako element dekoracyjny (znane były przypadki fontann wypełnionych rtęcią oraz luster nią powlekanych). Wyraźny wzrost popytu na rtęć przyniosły także dwa ubiegłe stulecia - w XIX i XX wieku dość powszechnie wykorzystywano ją jako składnik wypełnień dentystycznych i urządzeń pomiarowych (barometrów, termometrów), przy produkcji świetlówek i materiałów wybuchowych, jako medium pośredniczące przy wydobyciu złota i srebra czy też podczas procesów elektrolizy (jako materiał elektrod w przemyśle chloro-alkalicznym). W ten sposób jeszcze do niedawna dochodziło do wzmózonych uwolnień związków rtęci do środowiska, a poza ich finalną depozycją w litosferze (wraz z odpadami) czy też hydrosferze (za pośrednictwem ścieków), tym ekosystemem, który w znacznych ilościach akumulował w swoim obrębie wspomniany pierwiastek, była również atmosfera. Inwentaryzacje środowiskowe wykazały, iż w jej przypadku największym źródłem emisji rtęci były procesy spalania paliw prowadzone w ramach działalności energetyki zawodowej - jako naturalny składnik skorupy ziemskiej pierwiastek ten wchodzi także w skład paliw kopalnych (gazu ziemnego, ropy naftowej, węgla, torfu). Co więc rozumiały, różnym procesom termicznej obróbki wspomnianych surowców, w tym także spalaniu, towarzyszą pewne jej uwolnienia rtęci - w postaci gazowej lub też mieszanin dwufazowych - które to, po wprowadzeniu do otoczenia, początkują niekontrolowaną migrację pierwiastka, w skrajnych przypadkach nawet w skali świata, oraz jego finalną depozycję np. w obrębie łańcuchów troficznych zwierząt.

Wykorzystanie rtęci w procesach produkcyjnych oraz jako substrat przemysłowy zaczęto ograniczać, a nawet zakazywać, na przełomie XX i XXI wieku. Przyczynił się do tego rozwój nauki (jednoznacznie określono m.in. wpływ pierwiastka na zdrowie człowieka, zidentyfikowano mechanizmy jego migracji w środowisku) oraz seria katastrof ekologicznych, bezpośrednio lub pośrednio związanych z kontaktem organizmów żywych ze związkami rtęci (przykładem zagrożeń zdrowotnych, na jakie narażeni są ludzie akumulujący wspomniany metal ciężki w swoim organizmie, stały się przypadki z japońskich prefektur: Minamata i Niigata z lat 50. i 60. XX wieku). W chwili obecnej niemal całkowicie zaniechano stosowania rtęci w przedmiotach codziennego użytku - jako skrajnie niebezpiecznego dla człowieka. Podjęto również radykalne kroki zmierzające ku minimalizacji antropogenicznych uwolnień rtęci do otoczenia, związanych ze stosowaniem surowców go zawierających. Na ten cel wprowadzono pierwsze przemysłowe standardy środowiskowe oraz liczne zakazy handlowe dotyczące surowców zawierających rtęć - pierwsze z nich ujęto m.in. w rozporządzeniach tzw. Konwencji rtęciowej (stanowiącej pierwszy ogólnoświatowy dokument dotyczący zintegrowanego przeciwdziałania niekontrolowanej migracji rtęci w środowisku) [26] oraz w Dyrektywach (m.in. 2004/107/EC, 2008/105/EC, 2008/98/EC, 2010/75/EU, 2011/65/EU, 2012/18/EU) i Regulacjach (m.in. nr 1102/2008 czy też 1907/2006) Unii Europejskiej. Dokładniejsze poznanie wpływu pierwiastka na organizmy żywe oraz mechanizmów jego przemian w środowisku skłania bowiem do stwierdzenia, iż praktycznie każdy ładunek rtęci stanowi zagrożenie dla zdrowia i życia człowieka, przez co każde potencjalne źródło uwolnień rtęci winno być reorganizowane w celu minimalizacji towa-

rzyszającej jego funkcjonowaniu emisji Hg. Co zrozumiałe, dotyczyć to będzie również procesów spalania paliw, a więc szerokiej grupy technologii powszechnie stosowanych w celu pokrywania popytu na media energetyczne w czasach systematycznie rosnącego zapotrzebowania na energię elektryczną, ciepło oraz chłód [10]. W przypadku krajowej energetyki zawodowej, przemysłowej i komunalnej, wciąż w znacznym stopniu wykorzystującej jako źródło energii pierwotnej paliwa stałe (głównie węgle), obrana polityka proekologiczna nakłada na nią obowiązek kontrolowania, a w większości przypadków (m.in. z racji niekorzystnych, z punktu widzenia mechanizmów wychwytu Hg), także ograniczania emisji tego pierwiastka z bloków energetycznych.

Możliwości wychwytu rtęci w obrębie elektrowni, elektrociepłowni i ciepłowni opalanych paliwami kopalnymi będą jednak silnie zależały od rodzaju stosowanego paliwa, technologii spalania, parametrów procesowych czy też konfiguracji ciągu spalinowego. Ma to silny związek z mechanizmami przemian tego pierwiastka podczas spalania, przez co zarówno strona ekonomiczna, jak i techniczna wspomnianego przedsięwzięcia proekologicznego będą się różniły dla każdego z przypadków bloku energetycznego. Wspomniane rozbieżności wynikać będą już z samego jej udziału w paliwie - rtęć, wchodząc w skład matrycy pierwiastkowej kopaliny (50-600 ppb masy w stanie powietrzno-suchym w węglach krajowych - badania własne [3, 12, 13, 27]), biomas (poniżej 50-100 ppb) i innych paliw alternatywnych (w szerokim zakresie, od 50 do nawet 3000 ppb), podczas spalania uwalniana jest niemal całkowicie do spalin, w komorze paleniskowej występując jedynie w postaci gazowej  $Hg^0$  (nierozpuszczalnej w wodzie). Jej późniejszy wychwyt (w stopniu zależnym m.in. od stężenia rtęci w spalinach, jej specjacji oraz obowiązujących norm emisyjnych) wymagać więc najczęściej będzie implementacji odpowiednich instalacji ochrony środowiska właśnie w obrębie unoszonych spalin (w przeciwieństwie np. do kadmu i ołowiu, których to związki cechują temperatury rozkładu lub parowania znacznie powyżej temperatur panujących w płomieniu). Co więcej, czynnikiem warunkującym ekonomiczną stronę wspomnianych działań proekologicznych będzie także obecność pozostałych pierwiastków w nośniku energii, wpływająca na rodzaj stosowanych układów do wychwytu rtęci. Wraz ochładzaniem spalin, w kontakcie ze związkami chloru oraz bromu (w ramach reakcji homogenicznych) lub też z unoszonym popiołem i węglem (reakcje heterogeniczne), początkowo nierozpuszczalna w wodzie forma  $Hg^0$  ulegać będzie częściowemu (w stopniu zależnym od składu mieszaniny) utlenieniu do postaci związków rozpuszczalnych w wodzie ( $Hg^{2+}$ ) oraz adsorpcji na porowatych cząsteczkach unoszonego popiołu ( $Hg_p$ ) [21]. W ten sposób ograniczanie emisji Hg może być realizowane już z wykorzystaniem konwencjonalnych układów do odpylania, odsiarczania lub też odazotowania spalin - szczególnie jeżeli specjacja rtęci oparta będzie właśnie o wspomniane formy:  $Hg^{2+}$  lub  $Hg_p$ . Co za tym idzie, skuteczność metod odrzęciowania gazów odlotowych, towarzysząca pracy elektrofiltrów, absorberów czy też filtrów tkaninowych, będzie zależna od obecności w mieszaninie m.in. tlenków siarki i związków chloru (głównie HCl), przyczyniających się do intensywności zjawisk utlenienia  $Hg^0$ , stężenia pyłów lotnych (stanowiących sorbent Hg w momencie odpowiedniej porowatości oraz obecności pierwiastkowego węgla - niedopału) oraz samej rtęci [3, 14, 15, 16, 17, 21]. Dla przyjętych warunków spalania kwestie wychwytu rtęci uzależnione więc będą przede wszystkim od samego rodzaju spalanego paliwa lub mieszaniny paliwowej (także z uwzględnieniem ewentualnej waloryzacji mechanicznej lub termicznej).

Prowadzenie przyszłych prac proekologicznych z zakresu wychwytu rtęci w obrębie bloków na paliwa stałe zasadniczo wymagać więc będzie identyfikowania ilości powstających podczas spalania par rtęci oraz stężeń związków determinujących jej utlenianie, pozwalających na określenie wymaganego stopnia redukcji emisji przy jednoczesnym zapewnieniu odpowiedniego funkcjonowania układów odpylania, odsiarczania oraz odazotowania. Podstawą w przypadku odpowiedniego doboru technologii oraz parametrów eksploatacyjnych będzie więc znajomość spalnego paliwa oraz, na jego podstawie, także ilości i składu generowanych spalin. Poza najtrafniejszym sposobem określenia kompozycji gazów odlotowych - badaniami procesów spalania na obiektach rzeczywistych lub w obrębie instalacji badawczych (np. piecach laboratoryjnych) - pomocne w tym przypadku mogą być również tzw. narzędzia inżynierskie, pozwalające na przewidywanie udziałów poszczególnych składników chemicznych bez potrzeby aplikacji rozbudowanych programów komputerowych (obejmujących m.in. wieloskładnikowe równania równowagowe) czy też kosztownej aparatury pomiarowej.

Wspomniane modele obliczeniowe mogą być stosowane podczas szacunków prowadzonych m.in. w celu określenia wymagań dotyczących wychwytu rtęci w czasie spalania paliw węglowych i ich mieszanin (np. opartych o węgle i biomase), czy też podczas inwentaryzacji emisji wspomnianego zanieczyszczenia z bloków energetycznych. Mogą być również pomocne w obliczeniach chemicznych obejmujących przemiany zachodzące w spalinach kotłowych oraz podczas prac projektowych dotyczących poszczególnych elementów ciągu spalinowego (np. wymienników ciepła, absorberów, kanałów spalinowych).



**Rys. 1:** Prognozy dotyczące wykorzystania poszczególnych nośników energii do generacji energii elektrycznej w Polsce - opracowanie własne na podstawie [8, 9, 10]

Zasadność podejmowania wspomnianych prac nabiera szczególnego znaczenia ze względu na zaostrzającą się politykę emisji przemysłowych oraz specyfikę struktury paliwowej sektora energetycznego w Polsce - z racji bogatych doświadczeń z zakresu budowy i eksploatacji bloków węglowych oraz posiadanej infrastruktury technicznej, węgle energetyczne, biomasa stała oraz liczne paliwa alternatywne w perspektywie 20-30 najbliższych lat wciąż powinny stanowić ważniejsze źródło energii pierwotnej w przypadku pokrywania wolumenu krajowej produkcji energii elektrycznej i ciepła sieciowego (rys. 1) [8, 9, 10, 20] - także z ekonomicznego punktu widzenia [22].

## 2. OZNACZANIE UNOSU RTĘCI Z KOMÓR PALENISKOWYCH KOTŁÓW ENERGETYCZNYCH

Znajomość właściwości fizykochemicznych paliwa, a co za tym idzie także składu generowanych podczas jego spalania spalin, stanowią podstawę rozważań nad ograniczaniem emisji rtęci z bloków energetycznych. Jak już zaznaczono w poprzednich pracach [3, 12, 13], rodzaj nośnika energii (w tym także uprzednio poddanego waloryzacji) znacząco wpływa na unos rtęci oraz późniejsze możliwości jej późniejszego wychwytu ze spalin kotłowych. Dzieje się tak m.in. ze względu na specyfikę przemian analizowanego metalu ciężkiego podczas ochładzania gazowych produktów spalania (w obecności związków chloru czy też siarki) oraz związaną z nią zróżnicowaną, w zależności od składu gazów odlotowych, intensywność zachodzących zjawisk utleniania homo- i heterogenicznego pierwiastka.

W zależności od rodzaju spalanego paliwa różne więc będą możliwości odrzucenia spalin za pośrednictwem procesów adsorpcji (w kontakcie par rtęci z wytrącanym finalnie w elektrofiltrze lub filtrze tkaninowym popiołem lotnym czy też sorbentem) i absorpcji (w mokrych skrubkach i absorberach, np. w ramach odsiarczania spalin tzw. metodami mokrymi) [14, 15, 16, 17]. Powyższy fakt został ujęty m.in. we współczesnych programach traktujących o ochronie środowiska przed uwolnieniami rtęci, dedykowanych stricte działalności sektora energetycznego. Przykładowo, do 5 sugerowanych, w ramach dokumentów BAT, technik ograniczania emisji Hg z bloków opalanych węglami kamiennymi i brunatnymi czy też biomasą stałą (w tym także podczas współspalania wspomnianych nośników z paliwami alternatywnymi) zalicza się [11]:

- Dobór paliwa lub mieszaniny paliwowej (promujących ograniczanie emisji rtęci w sposób ekonomiczny - przy zachowaniu odpowiedniej dyspozycyjności bloku oraz przy minimalizacji ingerencji w układ zasilania kotła, palenisko i trakt spaliny).
- Iniekcję pylistych sorbentów (przede wszystkim węgla aktywnych i aktywowanych - w tym impregnowanych związkami chloru lub bromu) do gazów odlotowych (w celu adsorpcji par rtęci na powierzchni materiałów porowatych).
- Stosowanie dodatków chemicznych w postaci związków chloru lub bromu, podawanych do paliwa lub do komory paleniskowej (intensyfikujących procesy utleniania rtęci gazowej do postaci związków rozpuszczalnych w wodzie).
- Waloryzację paliw przed spalaniem (m.in. w ramach wzbogacania i uszlachetnienia).
- Stosowanie instalacji ochrony atmosfery pozwalających na wychwyt również rtęci (filtry workowe, elektrofiltry, suche, półsuche oraz mokre technologie odsiarczania spalin, technologie SCR).

Co istotne, ewentualna implementacja powyższych technik zasadniczo wymagać będzie określenia spodziewanego składu spalin - przed i po jej wdrożeniu, gdyż efekty prowadzonych za ich pośrednictwem działań proekologicznych będą silnie zależne właśnie od uzyskiwanych stężeń poszczególnych zanieczyszczeń w spalinach (np. ilość wtryskiwanego sorbentu czy też utleniacza Hg<sup>0</sup> winna uwzględniać rzeczywiste udziały par rtęci oraz związków chloru i siarki). Jest to w pewnym sensie odwrócenie standardowej procedury doboru technologii oczyszczania spalin, opierającej się na znajomości

maksymalnych poziomów emisji, typu kotła i jego mocy oraz rodzaju spalanej paliwa, jednakże uprzednia wiedza na temat składu spalin może być wykorzystana m.in. na etapie doboru paliwa dla nowych bloków energetycznych bądź też przy określaniu efektów waloryzacji paliwa (np. procesu usuwania rtęci za pomocą pirolizy niskotemperaturowej) [28]. Z tego też względu prowadzenie inwentaryzacji procesów spalania od strony powstających spalin wydaje się być zasadne oraz wymagać może bazowania na sprawdzonych narzędziach oraz modelach obliczeniowych.

Należy w tym miejscu równocześnie wspomnieć, iż w przypadku wielu bloków energetycznych (w szczególności opalanych paliwami o niskiej zawartości chloru i jednocześnie wysokiej rtęci i siarki) dotrzymanie spodziewanych standardów emisyjnych wymagać może stosowania odpowiedniej kombinacji powyższych metod - takiej, która zagwarantuje uzyskanie odpowiedniego stopnia wychwytu Hg w sposób ekonomicznie uzasadniony (co z kolei przekładać się będzie na ceny generowanej energii elektrycznej lub ciepła). Odnotowywane (na drodze obliczeń lub też pomiarów rzeczywistych) w unoszonych spalinach stężenia rtęci, wraz z nałożonym na daną instalację standardem emisyjnym (dotyczącym stężenia w emitowanych spalinach oraz ładunku rocznego wyprowadzanego do otoczenia), wyznaczać będą niezbędne do osiągnięcia sprawności wychwytu rtęci w skali bloku.

Jako że proces ten, może być realizowany w mokrych skrubkach i odpylaczach, zasadne staje się więc przewidywanie intensywności utleniania i adsorpcji rtęci, związanej bezpośrednio ze składem spalin. Możliwy do uzyskania stopień wychwytu rtęci z wykorzystaniem sorbentów czy też wspomnianych instalacji towarzyszących wychytowi rtęci ze spalin będzie bowiem tym większy, jak już wspomniano, im w większym stopniu specjacja rtęci oparta będzie o formy: gazową utlenioną  $Hg^{2+}$  (rozpuszczalną w wodzie, przejawiającą większe powinowactwo do chemisorpcji) oraz zaadsorbowaną na popiołach lotnych  $Hg_p$  (wychwytywaną następnie w wysokosprawnych odpylaczach). Liczne prace wykazały, iż udział formy utlenionej będzie rósł wraz ze wzrostem stężeń HCl oraz spadkiem  $SO_2$ , co ujmuje mechanizm utleniania Hg związany z reakcjami Deacona i Griffina [14, 15, 17, 19, 21]. Z tego względu, w celu wstępnego oszacowania spodziewanej specjacji rtęci w spalinach, celowe staje się także identyfikowanie stężeń wspomnianych związków, podobnie jak popiołów lotnych - stanowiących nośnik rtęci w momencie uprzedniej adsorpcji par Hg (których udział w spalinach przyczyniał się będzie także do intensywności zjawisk sorpcji na porowatej powierzchni drobin).

W dalszej części niniejszej pracy przedstawiono uproszczoną metodę służącą do określania składu opuszczających komorę paleniskową spalin kotłowych. Dla każdego z analizowanych paliw obliczono wartości stężeń takich zanieczyszczeń jak: rtęć, HCl,  $SO_2$  oraz popiół lotny (w przeliczeniu na warunki referencyjne - gaz suchy, 273 K, 101325 Pa, znormalizowaną zawartość tlenu). Uznając, iż po wprowadzeniu przyszłych norm emisyjnych graniczną wartością stężenia rtęci w emitowanych spalinach, w zależności od mocy źródła, rodzaju paliwa oraz wieku instalacji, będzie wartość z przedziału  $1-10 \mu g/m^3_{ref}$ , na potrzeby dalszych rozważań przyjęto standardy środowiskowe tożsame z wartościami zawartymi w zaproponowanym w czerwcu 2016 roku oraz niedawno zatwierdzonym (przez Komisję Europejską - decyzją z dnia 28 kwietnia 2017 roku) projekcie konkluzji BAT dla Dużych Obiektów Energetycznego Spalania (LCP) w ramach unijnej Dyrektywy 2010/75/EU (tabela. 1).

Na tej podstawie, wyznaczając udziały rtęci w spalinach w obszarze przegrzewaczy pary, określono również wymaganą do uzyskania (w myśl niezbędnych do wdrożenia

do 2021 roku standardów UE) sprawność jej wychwytu z ciągu spalinowego w obrębie bloku.

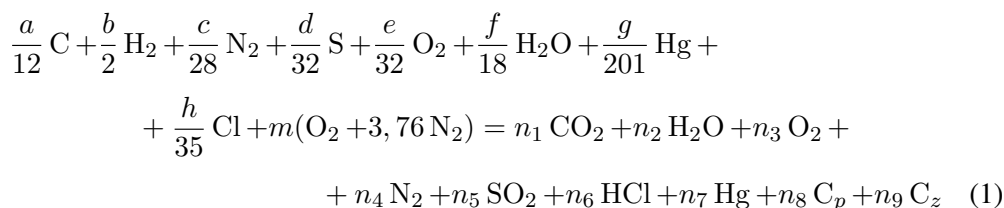
**Tabela 1:** Standardy emisyjne dla źródeł o mocy termicznej ponad 300 MW, zatwierdzone 28 kwietnia 2017 roku przez Komisję Europejską w ramach konkluzji BAT (BAT-AELs) dla LCP [11]

BAT-AELs, $\mu\text{g}/\text{m}_{ref}^3$			
Paliwo	bloki nowe	bloki istniejące	BAT
węgiel kamienny	< 1-2	< 1-4	BAT 23
węgiel brunatny	< 1-4	< 1-7	BAT 23
biomasa	< 1-5		BAT 30
współspalanie odpadów	< 1-5	< 1-7	BAT 80

### 3. METODY I MATERIAŁY

Do dalszych analiz, mających na celu określenie spodziewanego składu spalin kotłowych unoszonych z komory paleniskowej podczas spalania wybranych paliw stałych, wyselekcjonowano: 1 - węgiel brunatny (akronim WB), 3 - węgle kamienne (WK 1÷3), 3 - rodzaje biomasy stałej (BIO1 - otręby zbożowe, BIO2 - śrutę z oliwek, BIO3 - brykiet ze słomy) oraz 3 tzw. paliwa alternatywne z odpadów (MAK - makulaturę mieszaną, RDF - ang. *Refuse Derived Fuel*, OŚ - osad ściekowy). Na podstawie uzyskanych wyników dokonano oceny każdego z nośników energii w ujęciu spodziewanej specjacji rtęci w spalinach kotłowych (wyznaczano m.in. stężenia HCl, SO<sub>2</sub>, Hg oraz popiołu lotnego).

W pracy wykorzystano model obliczeniowy oparty o tzw. metodę stechiometryczną, opisaną m.in. w pracy [18]. Po uwzględnieniu faktu występowania w spalinach związków rtęci oraz chloru, otrzymano równanie (1) opisujące relację między poszczególnymi substratami (paliwem oraz powietrzem) i produktów (składników spalin):



gdzie:  $a, b, c, d, e, f, g, h$  - udziały masowe w paliwie, kolejno, pierwiastkowego węgla, wodoru, azotu, siarki, tlenu, wilgoci całkowitej, rtęci oraz chloru w paliwie w stanie roboczym,  $m$  - liczba moli tlenu przypadająca na każdy mol spalane paliwa w warunkach rzeczywistych (przyjęto  $\lambda = 1,2$ ), 3,76 - liczba moli azotu przypadająca na 1 mol tlenu dostarczonego wraz z powietrzem,  $n_i$  - liczba moli danego związku w spalinach pochodzących ze spalania 1 g zadanego paliwa (przy czym  $n_8$  dotyczy niespalonego węgla pierwiastkowego w popiołach lotnych, z kolei  $n_9$  - w żużlu). Stężenie popiołu lotnego w spalinach wyznaczono z bilansu masy z uwzględnieniem zawartości substancji mineralnej w paliwie - założono stopień akumulacji substancji mineralnej węgla w unoszonym z paleniska popiele  $a_u$  (współczynnik kontrakcji) równy 80% (jak dla kotła pyłowego). W szacunkach założono również stały udział niespalonego węgla pierwiast-

kowego na poziomie 2% w żużlu oraz 4% w popiele (odpowiada to stratom niecałkowitego spalania w kotle na poziomie 0,5-1,5%, co z kolei pokrywa się z wartościami charakterystycznymi dla palenisk pyłowych wg [24]). Pominięto obecność pary wodnej w doprowadzanym do spalania powietrzu oraz występowanie dysocjacji CO<sub>2</sub> i H<sub>2</sub>O w spalinach. Skład powietrza uproszczono do mieszaniny N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> w stosunku molowym 79/21. Przyjęto ponadto, iż jedyną formą występowania chloru w spalinach w zadanych warunkach jest HCl (w wysokich temperaturach równowaga reakcji Deacona leży po stronie substratów) oraz całkowite utlenienie siarki zawartej w paliwie do formy SO<sub>2</sub>.

W oznaczeniach uwzględniono hipotezę Avogadra (1 mol odpowiada 22,42 dm<sup>3</sup> składnika w warunkach umownych) oraz przyjęto następujący współczynnik przeliczeniowy (odnoszący się do gęstości par rtęci w warunkach normalnych) (2):

$$1 \text{ ppm Hg} = 8,96 \text{ mg Hg/m}_u^3. \quad (2)$$

Należy zaznaczyć, iż zastosowany model obliczeniowy został przygotowany w oparciu o założenie, iż w spalinach znajduje się jedynie rtęć pod postacią gazową Hg<sup>0</sup>. Odpowiada to strefie temperatur ponad 700-750°C [15, 17, 21]. Jako że intensywność zachodzących podczas ochładzania spalin zjawiska utleniania rtęci do postaci Hg<sup>2+</sup> zależy od znacznej liczby (ponad 100) reakcji chemicznych [16], nieujętych w opisywanych kalkulacjach, niniejsze narzędzie pozwala jedynie na określanie stężeń rtęci w spalinach przed rozpoczęciem przemian gazowej rtęci metalicznej. Z tego względu należy go traktować jako narzędzie do oznaczeń unosu rtęci ze strefy temperatur kotła ponad 700°C (co w przypadku kotła OP-650 odpowiada temperaturom na wlocie do poziomych pęczków przegrzewacza pary wtórnej).

Za dane wejściowe posłużyły wyniki wykonanych uprzednio oznaczeń fizykochemicznych wybranych paliw stałych, opublikowane na łamach tego czasopisma [3]. Zamieszczono je w tabeli 2 (analizy pierwiastkowe) oraz tabeli 3 (analizy fizyczne).

Wszystkie przywołane analizy fizykochemiczne wykonane zostały z uwzględnieniem obowiązujących standardów pomiarowych, opisanych m.in. w artykułach naukowych pracowników i doktorantów Katedry Technologii Energetycznych, Turbin i Modelowania Procesów Ciepłno-Przepływowych Politechniki Wrocławskiej [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. Każdy otrzymany materiał badawczy był uprzednio uśredniany i rozdrabniany, po czym podlegał znormalizowanym oznaczeniom z wykorzystaniem m.in. pieca mufłowego (CARBOLITE) i wag (wilgoć przemijająca i całkowita, zawartość popiołu i części lotnych), kalorymetru (IKA C-2000 Basic) oraz szeregu analizatorów automatycznych (LECO TruSpec CHNS, LECO AMA 254). Oznaczenia zawartości chloru przeprowadzono z wykorzystaniem bomby kalorymetrycznej oraz, w zależności od paliwa, multimetru Thermo SCIENTIFIC Orion Versastar, metody Mohra (polegającej na miareczkowaniu mieszaniny wodnej azotanem srebra) lub też chromatografu jonowego DIONEX ICS-1100 (wszystkie zgodnie z PN, m.in. PN-EN 15408:2011).

Analizy pierwiastkowe zamieszczone w tabeli 2 wykazały, iż największą zawartością rtęci (w stanie powietrzno-suchym) spośród rozpatrywanych paliw cechują się: osad ściekowy (806 ppb), paliwo RDF (608 ppb) oraz wybrany węgiel brunatny (545 ppb). Odnotowano ponadto pewne różnice w obrębie wspomnianej wielkości w przypadku węgla kamiennych (od ok. 50 do blisko 200 ppb) oraz niskie udziały Hg w biomasach stałych. Wynik uzyskany dla makulatury (178 ppb, ponad 3-krotnie niższy aniżeli dla RDF) potwierdza z kolei zasadność segregacji poszczególnych frakcji odpadów komunalnych jako jednej z metod ograniczania unosu Hg. W przypadku chloru,



**Tabela 2:** Wyniki analiz pierwiastkowych wybranych paliw stałych (w stanie analitycznym - powietrzno-suchym) [3]

Paliwo	Hg	Cl	C	H	N	S	O
	ppb	%					
węgiel brunatny (WB)	545	0,07	55,19	4,49	0,65	1,76	17,32
węgiel kamienny A (WK1)	178	0,09	62,52	3,98	1,14	0,91	5,18
węgiel kamienny B (WK2)	47	0,16	74,84	4,34	1,31	0,48	4,64
węgiel kamienny C (WK3)	76	0,13	60,05	4,07	1,36	0,46	7,83
biomasa stała A (BIO1)	49	0,01	44,79	5,52	2,14	0,63	27,25
biomasa stała B (BIO2)	38	0,30	50,32	5,64	1,52	0,08	31,95
biomasa stała C (BIO3)	50	0,08	47,58	5,59	1,54	0,11	37,69
makulatura mieszana (MAK)	137	0,05	42,65	5,46	0,24	0,13	33,59
paliwo typu RDF (RDF)	608	0,56	57,55	8,45	0,42	0,43	19,58
osad ściekowy (OŚ)	806	0,08	33,86	4,72	5,33	1,24	17,01

Legenda: Hg - zawartość (udział masowy) rtęci w paliwie, Cl - zawartość chloru w paliwie, C - zawartość pierwiastkowego węgla w paliwie, H - zawartość wodoru w paliwie, N - zawartość azotu w paliwie, S - zawartość siarki całkowitej w paliwie, O - zawartość tlenu w paliwie

którego obecność jest korzystna z punktu widzenia zjawisk utleniania  $Hg^0$ , największy jego udział (powyżej 0,4% wag.) cechowało paliwo RDF (co powinno, przynajmniej częściowo, rekompensować wysoki udział Hg w tego typu paliwie), natomiast wartości średnie (0,15-0,4% wag) - śruta z oliwek oraz 2 z 3 węgli kamiennych. Poniżej 0,1% zawartości chloru, co w połączeniu z relatywnie wysoką zawartością Hg uznać można za wynik dość niekorzystny, wykazały analizy węgla brunatnego oraz osadu ściekowego. Analogiczne wnioski jeśli chodzi o spodziewany wpływ na kształtowanie specjacji rtęci można wysunąć z oznaczeń siarki - wysokie, a więc hamujące procesy utleniania rozpatrywanego metalu ciężkiego w spalinach, udziały uzyskano dla węgla brunatnego i osadu ściekowego, średnie - dla węgli kamiennych (z czego dla WK2 i WK3 poniżej 0,5%, co odpowiada zawartości w węglach wzbogaconych, do niedawna kojarzonych

**Tabela 3:** Wyniki analiz fizycznych wybranych paliw stałych (w stanie analitycznym - powietrzno-suchym) oraz zawartość wilgoci przemijającej w stanie roboczym [3]

Paliwo	Q	$Q_i$	A	W	VM	FC	FR	$W_{ex}$
	kJ/kg	kJ/kg	%					
WB	19987	18900	16,13	4,39	44,44	35,04	0,79	35,08
WK1	25210	24322	25,40	0,78	25,69	48,13	1,87	12,07
WK2	29939	28976	13,60	0,63	26,64	59,13	2,22	9,90
WK3	23432	22517	25,05	1,05	28,41	45,49	1,60	10,07
BIO1	17226	15976	16,81	2,85	68,41	11,93	0,17	8,60
BIO2	18855	17592	8,69	1,50	68,90	20,91	0,30	16,49
BIO3	18239	16979	6,02	1,39	73,68	18,91	0,26	11,92
MAK	16323	15049	14,49	3,39	68,92	13,20	0,19	5,99
RDF	28426	26560	12,13	0,88	78,59	8,40	0,11	19,08
OŚ	13769	12669	34,94	2,82	51,38	10,86	0,21	7,28

Legenda: Q - ciepło spalania paliwa,  $Q_i$  - wartość opałowa paliwa, A - zawartość (udział masowy) popiołu w paliwie, W - zawartość wilgoci analitycznej w paliwie, VM - zawartość części lotnych w paliwie, FC - zawartość stałej części palnej w paliwie (ang. *Fixed Carbon*), FR - wskaźnik paliwowy (ang. *Fuel Ratio*), tj. stosunek FC do VM,  $W_{ex}$  - zawartość wilgoci przemijającej w stanie roboczym

głównie z elektrociepłowniami miejskimi) i paliwa RDF, oraz niskie - dla biomas oraz makulatury.

Także oznaczenia wybranych wielkości fizycznych potwierdziły znaczne różnice między paliwami, które, w momencie ich spalania, mogą przyczyniać się do odmiennej specyfiki przemian rtęci w spalinach kotłowych. Poza kalorycznością (w znacznym stopniu determinującą ilość surowca niezbędną do spalania w celu generacji danej porcji energii, a więc także ilość uwalnianych zanieczyszczeń w przeliczeniu na MWh elektryczności lub GJ ciepła) oraz zawartością: części lotnych i stałej części palnej, odnotowano m.in. wyraźne odstępstwa w przypadku zawartości popiołów, a więc potencjalnego nośnika rtęci w obrębie spalin.

W analizach dotyczących składu powstających spalin posłużono się wielkościami fizykochemicznymi paliw w stanie roboczym. W celu ich wyznaczenia dla każdego z paliw określono zawartość wilgoci całkowitej w stanie roboczym (na podstawie udziałów wilgoci: higroskopijnej oraz przemijającej) oraz obliczono rzeczywisty skład spalanej paliwa zgodnie z [23].

#### 4. WYNIKI I DYSKUSJA

W tabeli 4 przedstawiono wyniki oznaczeń obejmujących stężenia rtęci i popiołu w unoszonych spalinach oraz niezbędny do uzyskania stopień wychwytu Hg w celu dotrzymania przywołanych w tabeli 1 standardów emisyjnych. Ze względu na przyjęty model obliczeniowy, uzyskane wartości dla warunków umownych (indeks dolny (u) - 101325 Pa, 273 K, gaz mokry, rzeczywista zawartość tlenu) przeliczono na gaz suchy ((su) - 101325 Pa, 273 K, gaz suchy, rzeczywista zawartość tlenu), po czym uzyskano wartości odpowiadające tzw. warunkom referencyjnym (101325 Pa, 273 K, gaz suchy, referencyjna zawartość tlenu w spalinach - 6% dla paliw stałych). Dla paliw alternatywnych (MAK, RDF, OŚ), wymaganą sprawność wychwytu obliczono dla granicznych wartości w przypadku spalania paliw węglowych i biomas - ich wpływ na zmianę wartości unosu rtęci i chlorowodoru z kotła w momencie współspalania z węglami lub biomasą stałą powinien być proporcjonalny do udziału paliwa alternatywnego w podawanej do spalania mieszaninie. Stoi to w zgodzie z zasugerowanym w projekcie [11] podejściem do kwestii standardów emisyjnych niezbędnych do spełnienia podczas współspalania odpadów.

Jak wynika z uzyskanych wartości, odnotowywane w spalinach stężenia rtęci, w zależności od zastosowanego paliwa, różnić się mogą nawet o rząd wielkości i więcej. Najmniej wspomnianego pierwiastka w  $1 \text{ m}^3$  powstających spalin, co ma ścisły związek z niską jego zawartością w paliwie, spodziewać się można w przypadku biomas oraz 2 spośród 3 węgla kamiennych ( $5-10 \mu\text{g}/\text{m}^3_{ref}$ ). Odpowiadać to będzie niezbędnemu do uzyskania wychwytości rtęci, w zależności o nadanego danej jednostce standardu przez ustawodawcę, na poziomie od 10-30% rtęci zawartej w paliwie do blisko 80-90% (dla wartości skrajnych, tj. poniżej  $1 \mu\text{g}/\text{m}^3_{ref}$ ). Znacznie wyższe stężenia Hg wykazały takie paliwa jak węgiel brunatny (ponad  $70 \mu\text{g}/\text{m}^3_{ref}$  i wychwyty na poziomie 90-99%), RDF (ok.  $68 \mu\text{g}/\text{m}^3_{ref}$ , 90-99%) oraz osad ściekowy (ponad  $150 \mu\text{g}/\text{m}^3_{ref}$ , 96-99%). Co także istotne, dla jednego z węgla kamiennych wykazano unos  $20 \mu\text{g}/\text{m}^3_{ref}$ , co odpowiada niezbędnej sprawności 80-95% i jest ponad 2-krotnie wyższe od 2 pozostałych przypadków tego typu paliw węglowych.

**Tabela 4:** Szacowane stężenia rtęci gazowej  $Hg^0$  i popiołów lotnych w spalinach unoszonych z kotła oraz wymagane do uzyskania w ramach spodziewanych dokumentów BAT sprawności wychwyty  $Hg$ 

Paliwo	$S_{pyl(ref)}$	$S_{Hg(u)}$	$S_{Hg(su)}$	$S_{Hg(ref)}$	$S_{Hg}^{BAT}$	$\eta_{Hg}^{BAT}$
	$g/m^3_{ref}$	$\mu g/m^3_u$	$\mu g/m^3_{su}$	$\mu g/m^3_{ref}$		%
WB	17,05	66,03	82,70	71,87	1-7	90,3-98,6
WK1	23,36	20,37	23,39	20,42	1-4	80,4-95,1
WK2	10,47	4,59	5,21	4,51	1-4	11,4-77,8
WK3	24,13	9,10	10,46	9,13	1-4	56,2-89,1
BIO1	21,79	7,52	9,09	7,92	1-5	36,9-87,4
BIO2	10,33	5,35	6,52	5,64	1-5	11,3-82,3
BIO3	7,80	7,70	9,37	8,08	1-5	38,1-87,6
MAK	20,62	23,01	27,96	14,33	1-7*	71,2-95,9
RDF	10,90	63,76	78,31	68,17	1-7*	89,7-98,5
OŚ	56,66	150,65	183,26	163,04	1-7*	95,7-99,4

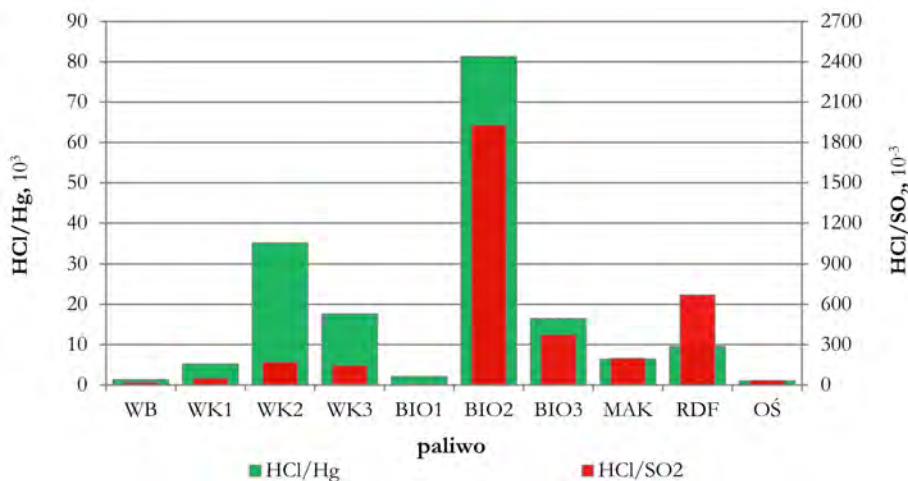
Legenda:  $S_{pyl(ref)}$  - stężenie pyłu w spalinach w warunkach referencyjnych,  $S_{Hg(u)}$  - stężenie rtęci w spalinach mokrych w warunkach umownych,  $S_{Hg(su)}$  - stężenie rtęci w spalinach suchych w warunkach umownych,  $S_{Hg(ref)}$  - stężenie rtęci w spalinach w warunkach referencyjnych,  $S_{Hg}^{BAT}$  - zakres wartości spodziewanych standardów emisyjnych rtęci wg dokumentów BAT,  $\eta_{Hg}^{BAT}$  - niezbędne do uzyskania poziomy wychwyty rtęci ze spalin w momencie ratyfikacji dokumentów BAT

Wysokie stężenia pyłu (uzyskane dla osadu ściekowego), niekorzystne z jednej strony ze względu intensywność występowania zjawisk żużlowania i popielenia komory paleniskowej, mogą prowadzić do wzmożonego wychwyty rtęci w momencie gwarancji zajścia adsorpcji  $Hg$  na ich powierzchni. W takim przypadku w pierwszej kolejności celowa może stać się przykładowo realizacja utleniania  $Hg^0$  za pomocą dodatków związków chloru i bromu (do spalin lub paliwa) - bez potrzeby dodatkowej iniekcji pylistych sorbentów (jedynym nośnikiem może okazać się sam popiół lotny, który zaadsorbuje  $Hg^{2+}$  w znacznie większym stopniu aniżeli formę metaliczną). Dla pozostałych surowców (o unosie popiołów 10-20  $g/m^3_{ref}$ ) ten zabieg może być z kolei niewystarczający.

**Tabela 5:** Szacowane stężenia rtęci metalicznej w spalinach unoszonych z komory paleniskowej oraz wymagane do uzyskania w ramach spodziewanych dokumentów BAT sprawności wychwyty

Paliwo	$u_{HCl}$	$u_{SO_2}$	$S_{HCl(ref)}$	$S_{SO_2(ref)}$	$HCl/SO_2$	$HCl/Hg$
	ppm		$mg/m^3_{ref}$		$\times 10^{-3}$	$\times 10^3$
WB	54	1496	95,1	4651,1	20,5	1,3
WK1	65	730	106,4	2091,9	50,9	5,2
WK2	99	328	158,2	923,4	171,4	35,1
WK3	99	386	161,0	1107,8	145,3	17,6
BIO1	10	678	16,7	2041,4	8,2	2,1
BIO2	267	79	458,5	237,8	1927,9	81,3
BIO3	78	119	133,2	356,3	373,9	16,5
MAK	53	153	91,5	462,6	197,7	3,8
RDF	372	316	646,9	966,2	669,5	9,49
OŚ	95	1626	166,7	5026,8	33,2	1,0

Legenda:  $u_{HCl}$  - udział objętościowy HCl w spalinach,  $u_{SO_2}$  - udział objętościowy  $SO_2$  w spalinach,  $S_{SO_2(ref)}$  - stężenie  $SO_2$  w spalinach w warunkach referencyjnych,  $HCl/SO_2$  - stosunek stężeń HCl do  $SO_2$  w spalinach,  $HCl/Hg$  - stosunek stężeń: HCl do  $Hg$  w spalinach



**Rys. 2:** Zestawienie stosunków masowych wybranych składników spalin mających istotny wpływ na stopień utlenienia Hg<sup>0</sup>

Jak już zaznaczono we wstępie, w celu wstępnego określenia spodziewanego stopnia utlenienia gazowej rtęci metalicznej podczas ochładzania spalin, w przypadku spalin kotłowych istotne staje się również wyznaczenie udziałów HCl i SO<sub>2</sub>. Uzyskane na drodze obliczeń stechiometrycznych stężenia obu związków zamieszczono w tabeli 5. W jej obrębie ponadto stosunki masowe: między HCl i SO<sub>2</sub> (odnoszący się do intensywności inhibicyjnego działania SO<sub>2</sub> na reakcję utleniania Hg przez HCl) oraz między HCl i Hg (rozumiany z kolei jako pewne przybliżenie maksymalnego potencjału utleniania Hg przez HCl). W obu przypadkach paliwem korzystniejszym z punktu widzenia stopnia utlenienia Hg<sup>0</sup> będzie to, którego wspomniane wskaźniki będą miały wartość wyższą.

Najwyższymi stężeniami HCl w generowanych spalinach - ponad 200 ppm - cechować powinno się spalanie paliwa RDF oraz jednej z biomas (śruty z oliwek). Dla pozostałych paliw udziały HCl były na poziomie 50-100 ppm (wyjątkiem były analizowane otręby zbożowe - 10 ppm). W przypadku dwutlenku siarki najwyższe wartości cechowały węgiel brunatny (blisko 1500 ppm) oraz osad ściekowy (ponad 1600 ppm), średnie (500-1000 ppm) - jeden z węgli kamiennych (WK1) oraz biomasę BIO1 (otręby zbożowe), a najniższe (ze względu na niską zawartość siarki) - pozostałe węgle kamienne, paliwo RDF, biomasę BIO2 i BIO3 oraz makulaturę mieszaną.

Odnosząc powyższe udziały do wspomnianych stosunków masowych (rys. 2), najwyższego stopnia utlenienia Hg należy spodziewać się w przypadku śruty z oliwek (BIO1), której wskaźniki znacząco odbiegają od przypadków pozostałych paliw. Dość korzystnie kwestie specjacji rtęci w spalinach winny wystąpić dla węgla WK2 i WK3, biomasę BIO3, makulatury (MAK) i paliwa RDF. Na przeciwległym biegunie znajdują się: węgiel brunatny, osad ściekowy, biomasę BIO1 oraz węgiel WK1, w obrębie których procesy wychwytu rtęci ze spalin kotłowych wymagać mogą znacznie wyższych nakładów w związku z potrzebą dodatkowego utlenienia lub implementacji jednej z technik sorpcyjnych. Z racji niskiej zawartości HCl oraz wysokiej Hg i SO<sub>2</sub> w spalinach, specjacja rtęci w tym przypadku mogłaby w dużym stopniu opierać się o formę Hg<sup>0</sup>.

Traktując dobór paliwa jako podstawową technikę ograniczania emisji rtęci z procesów spalania należy wspomnieć, iż o ile obecność chloru w komorze paleniskowej promować będzie zjawiska utleniania par rtęci, o tyle także prowadzić może do zwiększenia zagrożenia korozyjnego powierzchni ogrzewalnych kotła. Jako że mechanizmy korozji wysokotemperaturowej opierają się zarówno na oddziaływaniu gazowych składników spalin - związków siarki, chloru oraz CO - jak i zalegających na rurach przegrzewaczach osadów popiołów lotnych (zależnym m.in. od zawartości w substancji mineralnej związków alkalicznych), to właśnie właściwości paliwa zasadniczo determinować będą intensywność degradacji parownika i przegrzewacza. Autorzy pracy [25] w celu ograniczenia intensywności zjawisk korozyjnych w obrębie paleniska zaproponowali stosowanie paliw o niskich wartościach indeksu nadmiarowych alkaliów (wskaźnik podany przez Blomberga) lub paliwowego wskaźnika korozji chlorkowej (idea Borna), co jednak prowadzić może do uzyskiwania niskich udziałów  $\text{Hg}^{2+}$  w spalinach. Z tego względu - z punktu widzenia kształtowania korzystnej specjacji rtęci w spalinach - zasadniejsze wydaje się podejmowanie kroków mających na celu unikanie skutków korozji, np. stosowanie powłok ochronnych czy też dodatków neutralizujących korozyjne działanie chloru, co pomóc może w uzyskaniu kompromisu między wysokim stopniem utleniania par rtęci oraz niską intensywnością zjawisk korozyjnych w komorze paleniskowej.

## 5. PODSUMOWANIE

Na podstawie wykonanych obliczeń wykazano, iż już sam rodzaj spalanego w bloku węglowym paliwa - ze względu na zawartość rtęci, skład pierwiastkowy, wybrane własności fizyczne - będzie miał znaczący wpływ na kwestie unosu oraz realizację późniejszego wychwytu analizowanego metalu ciężkiego. Wspomniane różnice sprawiają, iż w momencie wejścia spodziewanych standardów emisyjnych na operatorach spoczywać będzie obowiązek uzyskania sprawności wychwytu rtęci na poziomie od 10-30% do nawet 99% masy zawartej w paliwie (w zależności od typu paliwa, wieku instalacji, mocy termicznej). Co także wykazały analizy, nawet w obrębie tych samych grup paliw (biomas, węgli kamiennych, paliw alternatywnych) wyselekcjonować można zarówno surowce (ewentualnie ich mieszanki), których matryca pierwiastkowa będzie wspierała procesy utleniania, a tym samym ekonomię późniejszego wychwytu rtęci, jak i takie, w obrębie których niezbędne może być stosowanie dodatkowych rozwiązań z zakresu utleniania i sorpcji par Hg. Przykładowo, dla biomas mających w swojej strukturze dość małe ilości rtęci oraz znaczące chloru (co jednak nie jest prawidłowością) możliwe może stać się, w celu dotrzymania standardów emisyjnych, bazowanie jedynie na mokrych skrubkach oraz wysokosprawnych odpylaczach - bez potrzeby nadbudowy ciągu spalinowego o dodatkowe układy dedykowane wprost wychwytowi wspomnianego metalu ciężkiego (dzięki wysokiej utlenialności Hg). Podobnego zjawiska należy spodziewać się w przypadku wybranych węgli kamiennych - takich, dla których stopień utleniania  $\text{Hg}^0$  osiągnie poziom ok. 80-90% rtęci całkowitej. Odrębną kwestią pozostaje możliwość waloryzacji wspomnianych paliw (głównie węgli brunatnych - np. na drodze termicznej obróbki w temperaturach poniżej 200-300°C) w celu poprawy opisanych w pracy wskaźników użytkowych (HCl/Hg lub HCl/SO<sub>2</sub>).

## LITERATURA

- [1] Ferens W., *Kaloryczność paliw stałych*, Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 149-158, 2014.
- [2] Król K., *Wpływ biomasy na stratę niedopału oraz emisję  $NO_x$  i  $SO_2$* , Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 101-112, 2014.
- [3] Cholewiński M., *Badania paliw stałych pod kątem ograniczania emisji rtęci z bloków węglowych*, Zeszyty Energetyczne Tom 2. Problemy współczesnej energetyki, 65-81, 2015.
- [4] Szydełko A., Pawlak M., *Spalanie i współspalanie osadów ściekowych z dodatkami mineralnymi w aspekcie wiązania chloru i występowania korozji chlorkowej*, Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 165-174, 2014.
- [5] Moroń W., *Wpływ atmosfery  $O_2/RFG$  na zapłon i formowanie się płomienia*, Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 113-124, 2014.
- [6] Czajka K., *Wpływ parametrów realizacji procesu pirolizy na reaktywność koksów spalanych w atmosferze  $O_2/CO_2$* , Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 137-148, 2014.
- [7] Kisiela A., *Badanie termicznej konwersji koksu łożyskowego za pomocą technik TGA/DSC*, Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 125-136, 2014.
- [8] Agencja Rynku Energii S.A., *Statystyka Elektroenergetyki Polskiej*, rocznik, Warszawa, 2014.
- [9] Ministerstwo Gospodarki, *Prognoza zapotrzebowania na paliwa i energię do 2030 roku. Załącznik 2. do Polityki energetycznej Polski do 2030 roku*, Warszawa, 10 listopada 2009.
- [10] Ministerstwo Gospodarki, *Wnioski z analiz prognostycznych na potrzeby Polityki energetycznej Polski do 2050 roku. Załącznik 2. do Polityki energetycznej Polski do 2050 roku*, Warszawa, czerwiec 2015.
- [11] Joint Research Centre, Institute for Prospective Technological Studies Sustainable Production and Consumption Unit European IPPC Bureau, *Best Available Techniques (BAT) Reference Document for Large Combustion Plants*, Final Draft, 2016.
- [12] Cholewiński M., Szydełko A., *Techniki pomiaru zawartości rtęci, chloru i siarki w paliwach stałych*, Zeszyty Energetyczne Tom 1. Problemy współczesnej energetyki, 175-188, 2014.
- [13] Cholewiński M., *Techniki ograniczania emisji rtęci z bloków węglowych*, *Dokonywania Młodych Naukowców* **5**, 385-390, 2014.
- [14] Wang S.X., Zhang L., Li G.H., Wu. Y., Hao J.M., Pirrone N., Sprovieri F., Ancora M.P., *Mercury emission and speciation of coal-fired power plants in China*, *Atmospheric Chemistry and Physics* **10**, 1183-1192, 2010.
- [15] Zhou J., Luo Z., Zhu Y., Fang M., *Mercury Speciation Transformation During Coal Combustion w: Mercury Emission and its Control in Chinese Coal-Fired Power Plants*, *Advanced Topics in Science and Technology in China*, 29-104, 2013.
- [16] Xu M., Qiao Y., Zheng Ch., Li L., Liu J., *Modeling of homogeneous mercury speciation using detailed chemical kinetics*, *Combustion and Flame* **132**, 208-218, 2003.
- [17] Hławiczka S., *Rtęć w środowisku atmosferycznym*, *Prace i Studia* **73**, Wydawnictwo IPIŚ PAN, Zabrze, 2008.
- [18] Kozaczka J., *Procesy spalania. Inżynierskie metody obliczeń*, Wydawnictwa AGH, Kraków, 1993.
- [19] Vosteen B.W., Straube S., Koeser H., *Mercury Sorption and Mercury Oxidation by Chlorine and Bromine at SCR DeNO<sub>x</sub> Catalyst (Part A: Oxidation)*, 9th Annual EPA, DOE, EPRI, EEI Conference on Clean Air, Mercury, Global Warming & Renewable Energy, Westin La Paloma Resort, Tucson, Arizona, 2006.

- [20] PWC Rynek ciepła w Polsce, [www.pwc.pl](http://www.pwc.pl), 2012.
- [21] Spoerl R., Belo L., Shah K., Stanger R., Giniyatullin R., Maier J., Wall T., Scheffknecht G., *Mercury Emissions and Removal by Ash in Coal-Fired Oxy-fuel Combustion*, *Energy & Fuels* **28**, 123-135, 2014.
- [22] Ernst & Young, Polskie Stowarzyszenie Energetyki Wiatrowej, European Wind Energy Association, *Wpływ energetyki wiatrowej na wzrost gospodarczy w Polsce*, Raport Ernst & Young, SCORE: 002.03.12, 2012.
- [23] PN-G-04510:1991 *Paliwa stałe - Symbole i współczynniki przeliczeniowe*.
- [24] Kruczek S., *Kotły. Konstrukcje i obliczenia*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2001.
- [25] Hardy T., Kordylewski W., Mościcki K., *Zagrożenie korozją chlorkową w wyniku spalania i współspalania biomasy w kotłach*, *Archiwum Spalania* **9**, nr 3/4, 81-195, 2009.
- [26] Materiały internetowe, The Minamata Convention on Mercury: [www.mercuryconvention.org](http://www.mercuryconvention.org) (data pobrania: 28 czerwca 2017).
- [27] Cholewiński M., *Zawartość rtęci w paliwach stałych - badania własne*, *Zagadnienia aktualnie poruszane przez młodych naukowców* **1**, tom 2, 498-502, 2015.
- [28] Chmielniak T., Sajdak M., Misztal E., Mazurek I., Słowik K., *Technologia usuwania rtęci z węgla przed procesem zgazowania/spalania jako efektywny sposób obniżenia emisji rtęci do atmosfery*, Konferencja Rtgęć w przemyśle. Konwencja, ograniczanie emisji, technologia, Warszawa, 26 listopada 2014.







## CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> mixtures phase equilibrium analysis

**Paweł Dorosz, Aleksander Kopczyński, Paweł Wojcieszak**

*Wrocław University of Science and Technology, Faculty of Mechanical and Power Engineering,  
Department of Cryogenic, Aeronautic and Process Engineering  
E-mail: pawel.dorosz@pwr.edu.pl*

### ABSTRACT

Carbon dioxide removal is crucial step during natural gas processing, as CO<sub>2</sub> is highly corrosive in presence of water. There are natural gas sources around the world with very high carbon dioxide content that cannot be developed. In order to design the effective CO<sub>2</sub> removal process, properties of methane-carbon dioxide mixtures has to be determined. Authors have investigated thermodynamic properties of CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixtures. Extended Peng-Robinson equations were used to determine the phase equilibrium of CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> systems of different compositions.

**KEYWORDS:** *natural gas, mixtures, phase equilibrium*

---

### 1. INTRODUCTION

Natural gas becomes more and more popular as a clean and efficient fuel. The main advantages of natural gas usage are rapid increase of demand for low-carbon energy sources (*decarbonisation*), wide range of applications (heating and domestic use, electricity generation, fuel for transportation, etc.), convenience and reliability [10]. Also recent progress in development of storage technologies like CNG (*Compressed Natural Gas*) and LNG (*Liquefied Natural Gas*) has impact on popularity of natural gas. Pipeline natural gas and LNG consist mostly of methane and smaller amount of higher hydrocarbons, while composition of unprocessed natural gas varies significantly depending on the source (Table 1). The major impurities are water, mercury, sulfur species, nitrogen, helium and carbon dioxide.

This paper will focus on carbon dioxide. The amount of carbon dioxide in unprocessed natural gas varies largely - from CO<sub>2</sub>-free natural gas sources in Siberia [12]

to even 92% of CO<sub>2</sub> (Colorado, [5]). Large gas fields in Southeast Asia are unexplored due to very high carbon dioxide content: Natuna Field in Indonesia ( $1.3 \cdot 10^{12}$  m<sup>3</sup> of reserves and CO<sub>2</sub> content up to 71%) or gas fields in Malaysia (up to  $3.7 \cdot 10^{11}$  m<sup>3</sup>, CO<sub>2</sub> content between 28% and 87%) [12]. CO<sub>2</sub> forms highly corrosive carbonic acid in presence of water (moisture) and may lead to destruction of the pipelines and other equipment. At low temperatures, high content of carbon dioxide can cause clogging of delivery pipelines [8]. CO<sub>2</sub> also decreases the heating value of fuel and wastes capacity of pipelines [12]. Therefore, carbon dioxide removal process is crucial for the improvement of natural gas quality.

**Table 1:** Composition of natural gas (% vol.) from different underground sources [6]

Source	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> S	N <sub>2</sub>	He
Lubaczów	89.9	1.6	0.9	0.7	-	0.3	-	6.5	-
Tarchały	50.37	0.22	0.01	0.02	-	-	-	47.8	0.003
Nowa Sól	38.67	16.09	8.35	2.71	0.48	0.5	-	23.2	-
Daszawa	97.8	0.5	0.2	0.1	0.05	0.05	-	1.3	-
Romaszkino	47.4	21.4	14.4	4.5	3.3	0.5	-	8.6	-
Panhanle	73.2	6.1	3.2	1.6	0.6	0.3	-	14.3	0.7
Texas	39.56	6.17	2.89	2.2	2.28	4.5	42.4	-	-
Alaska	95.5	0.05	0.01	-	-	0.01	-	0.43	-
Wyoming	28.8	6.35	3.35	2.84	3.4	42	1.11	4.09	-
Venezuela	70.9	8.2	8.2	6.2	3.7	2.8	-	-	-
Canada	71.8	-	13.9	13.94	-	0.3	-	12.4	0.6
Libya	70	15	9	3.5	1	-	-	2	-
Algeria	86.9	9	2.6	1.2	-	-	-	0.3	-

Conventional methods of carbon dioxide removal (*gas sweetening*) are absorption in amine (or other suitable chemical solution) and membrane separation. However in case of high CO<sub>2</sub> content natural gas, the mentioned methods may become too expensive to use. One of the alternative methods of CO<sub>2</sub> separation is the cryogenic distillation method. The cryogenic separation technologies may be divided into the following categories which are [3]:

- Conventional cryogenic methods which are liquid-vapor distillation and extractive distillation.
- Nonconventional method which include solid vapor desublimation separation, condensed centrifugal separation and cryocoolers based separation.

The CO<sub>2</sub> capture efficiency for the above mentioned techniques varies. For the cryogenic packed beds method which are based on the desublimation concept it is possible to capture 99% of CO<sub>2</sub> [8]. However, condensed rotational separation idea proposed by [15] catches only 72% of CO<sub>2</sub>. Energy required for the operation differs depending on the method chosen from 0.842 MJ/kg of CO<sub>2</sub> for condensed contaminant centrifugal separation [13] up to 1.8 MJ/kg of CO<sub>2</sub> for the desublimation concept [8].

In small scale CO<sub>2</sub> removal installation the high performance Joule-Thomson coolers fed with gas mixtures can be used [2]. In order to understand the mechanisms of cryogenic gas sweetening technologies and to design properly gas purification system, the knowledge of phase equilibrium of natural gas-carbon dioxide mixture is needed. Thermodynamic analysis presented in this article will be performed for binary mixture of methane and carbon dioxide, other natural gas ingredients are neglected in order to simplify the calculations.

## 2. CALCULATION METHOD WITH PENG-ROBINSON EOS

To solve the phase equilibrium of a binary carbon dioxide-methane mixture one of equation of state (EoS) should be used. As it was mentioned in [7] the highest accuracy is achieved for Peng-Robinson EoS (P-R EoS) [9]. The following calculations were carried out basing on available literature regarding binary mixtures ([1], [4], [14], [16]). For the phase equilibrium calculations the P-R EoS can be written as:

$$p = \frac{RT}{v - b_m} - \frac{a_m}{v(v + b_m) + b_m(v - b_m)} \quad (1)$$

For mixtures of the gases, the van der Waals mixing rules were used to calculate the  $a_m$  and  $b_m$  coefficients.

$$a_m = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N z_i z_j (a_i a_j)^{0,5} (1 - k_{ij}) \quad (2)$$

$$b_m = \sum_{i=1}^N z_i b_i \quad (3)$$

where:

$$a_i = 0,45724 \frac{R^2 T_{ci}^2}{p_{ci}} \left[ 1 + m_i \left( 1 - \left( \frac{T}{T_{ci}} \right)^{0,5} \right) \right]^2 \quad (4)$$

$$b_i = 0,0778 \frac{RT_{ci}}{p_{ci}} \quad (5)$$

$$m_i = 0,37464 + 1,54226\omega_i + 0,26992\omega_i^2 \quad (6)$$

where  $N$  is the number of components in the mixture,  $z_i$  is the mole fraction of each component in the mixture and  $k_{ij}$  is the binary interaction coefficient which describes the molecular interaction between the molecules of gases in the mixture.

As far as is known the pure carbon dioxide during cooling in ambient pressure do not liquefy. It changes from a gas to a solid in the resublimation process. To determine the solid vapour equilibrium the fugacity of the two phases must be calculate. In equilibrium there is a fugacity balance and the fugacity of the gas phase must equal fugacity of solid phase, eq. (7),

$$f_2^v(x_2, T, p) = f_2^s(T, p) \quad (7)$$

where  $f$  is the fugacity.

The solid and gas phase fugacity can be calculated by eq.(8) and eq. (9) respectively. The solid phase consists mainly of carbon dioxide and to simplify the equations it was assumed that there is only carbon dioxide in the solid phase. Therefore the fugacity of solid phase can be described by eq. (9).

$$f_2^v(x_2, T, p) = x_2 \varphi_2^v p \quad (8)$$

$$f_2^s(T, p) = p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}} \varphi_2^{\text{sat}} \exp \left( \frac{V_{2\text{ Solid}} (p - p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}})}{RT} \right) \quad (9)$$

Comparing eq. (8) and eq. (9) and assuming that the values of fugacities are equal the solid-vapour equilibrium can be expressed as:

$$x_2 \varphi_2^v p = p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}} \varphi_2^{\text{sat}} \exp \left( \frac{V_{2\text{ Solid}} (p - p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}})}{RT} \right) \quad (10)$$

where  $p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}}$  is the pure carbon dioxide vapour pressure and can be calculated with exponential eq. (11):

$$p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}} = 9,44 \cdot 10^8 \exp \left( -\frac{3108,2}{T} \right) \quad (11)$$

Equation (11) can be used if the following condition is met:  $T < T_{TP}$ , where  $T_{TP}$  is the triple point temperature of pure  $\text{CO}_2$  and equals 216,55 K.

To solve the eq. (10) the fugacity coefficient  $\varphi_i$  must be calculated (given in eq. (12))

$$\varphi_i = \exp \left( \frac{b_i}{b_m} (Z - 1) - \ln(Z - B) - \frac{A}{2\sqrt{2}B} \left( \frac{2\sum_j z_j (a_i a_j)^2 (1 - k_{ij})}{a_m} - \frac{b_i}{b_m} \right) \ln \left( \frac{Z + (1 + \sqrt{2})B}{Z + (1 - \sqrt{2})B} \right) \right) \quad (12)$$

where  $Z$  is compressibility factor and the parameters  $A$  and  $B$  are given in eq. (13) and eq. (14) respectively.

$$A = \frac{a_m p}{R^2 T^2} \quad (13)$$

$$B = \frac{b_m p}{RT} \quad (14)$$

where  $R$  is universal gas constant equals  $8.314 \text{ J/mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

The above considerations concern the solid-vapour equilibrium. The scheme of determining the solid-liquid equilibrium is analogous. Assuming that the solid phase consists of pure carbon dioxide, the solid and liquid phase fugacities can be described by eq. (15) and eq. (16)

$$f_2^l(x_2, T, p) = x_2 \varphi_2^l p \quad (15)$$

$$f_2^s(T, p) = p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}} \varphi_2^{\text{sat}} \exp \left( \frac{V_{2\text{ Solid}} (p - p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}})}{RT} \right) \quad (16)$$

and liquid-solid equilibrium of  $\text{CO}_2\text{-CH}_4$  mixture can be described as:

$$x_2 \varphi_2^l p = p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}} \varphi_2^{\text{sat}} \exp \left( \frac{V_{2\text{ Solid}} (p - p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}})}{RT} \right) \quad (17)$$

The solubility of  $\text{CO}_2$  can be calculated by modification of the eq. (17) and given as:

$$x_2 = \frac{p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}} \varphi_2^{\text{sat}} \exp \left( \frac{V_{2\text{ Solid}} (p - p_{2\text{ Solid}}^{\text{sat}})}{RT} \right)}{\varphi_2^l p} \quad (18)$$

To calculate the equilibrium the fugacity coefficient can be calculated with the PREoS as follows:

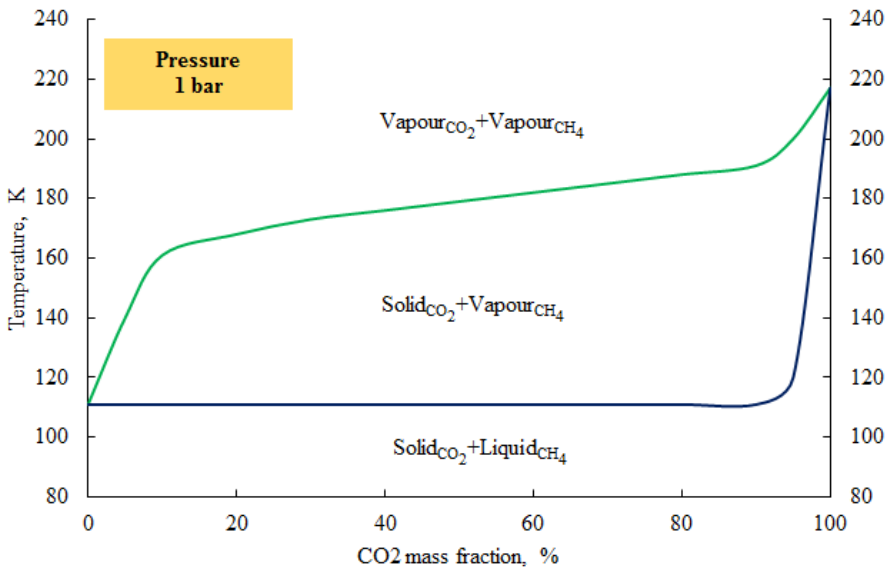
$$\varphi_i = \exp \left( \frac{b_i}{b_m} (Z - 1) - \ln (Z - B) - \frac{A}{2\sqrt{2}B} \left( \frac{2\sum_j z_j (a_i a_j)^2 (1 - k_{ij})}{a_m} - \frac{b_i}{b_m} \right) \ln \left( \frac{Z + (1 + \sqrt{2})B}{Z + (1 - \sqrt{2})B} \right) \right) \quad (19)$$

To analysis the binary mixture of CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> was taken and the calculations were made for different mass fractions of these components. Based on the Peng-Robinson equation of state the solid-liquid and solid-vapour equilibrium has been determined.

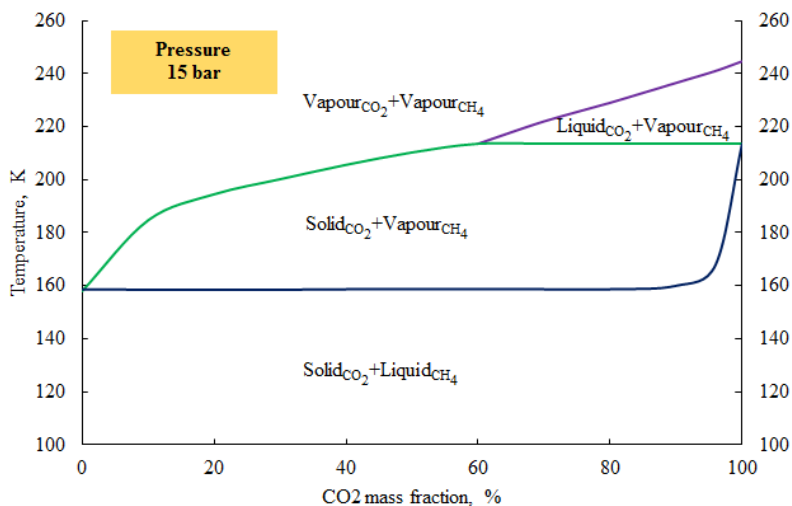
### 3. RESULTS

Proper design of cryogenic CO<sub>2</sub> separation processes requires prediction of solid phase transition that may occur in CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixtures at cryogenic temperatures. To predict the occurrence of solid CO<sub>2</sub> phase, graphs of phase equilibrium of mixtures were generated and examined. Figures 1-3 show behavior of the mixture for chosen pressures of 1 bar, 15 bar and 30 bar. Increase of the pressure causes the liquefaction of CO<sub>2</sub>. The CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> phase equilibrium diagrams were evaluated for the different pressure levels. For the pressure of 1 bar there is no chance of liquid CO<sub>2</sub> occurrence (Fig. 1). For the two remaining pressures, depending on CO<sub>2</sub> concentration, it is possible for CO<sub>2</sub> to condensate (Fig. 2 and Fig. 3). Figure 2 shows behavior of the mixture held at 15 bar pressure. It may be seen that the CO<sub>2</sub> starts to condensate when its concentration is around 60% for the temperatures higher than 213 K.

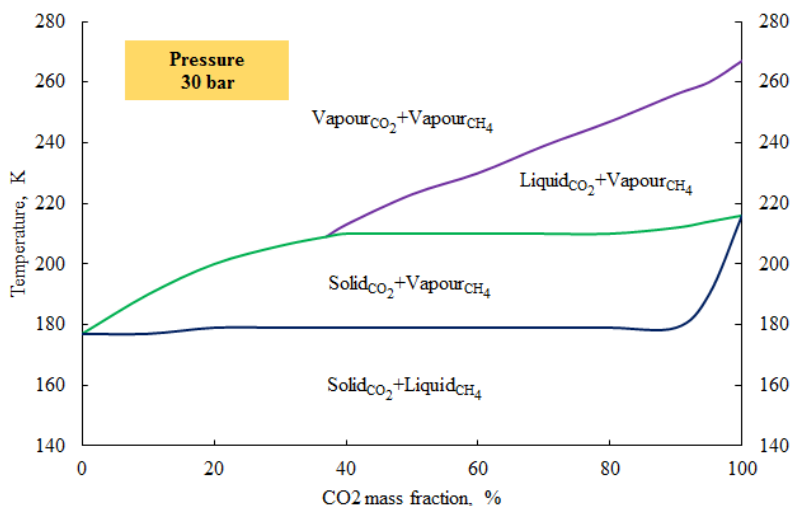
In figure 3 is shown behavior of the mixture at 30 bar pressure. It may be seen that the CO<sub>2</sub> starts to condensate when its concentration is above 37% for the temperatures around 210 K.



**Fig. 1:** A temperature and CO<sub>2</sub> mass concentration dependent behavior of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture at 1 bar pressure

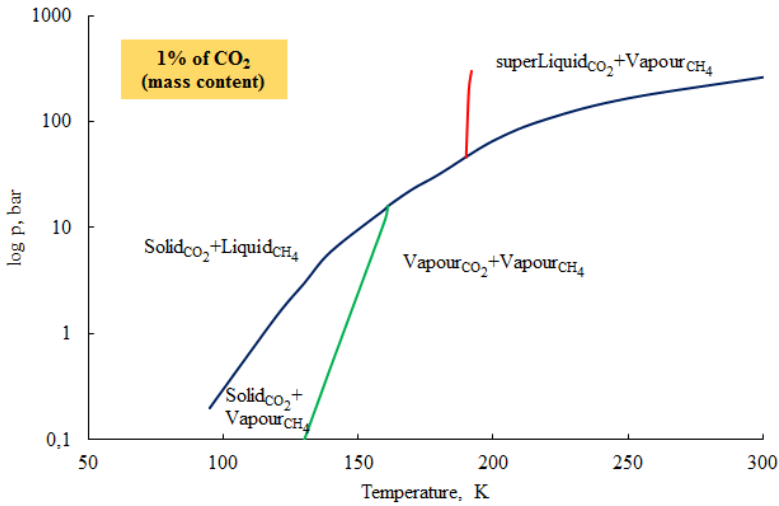


**Fig. 2:** A temperature and CO<sub>2</sub> mass concentration dependent behavior of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture at 15 bar pressure

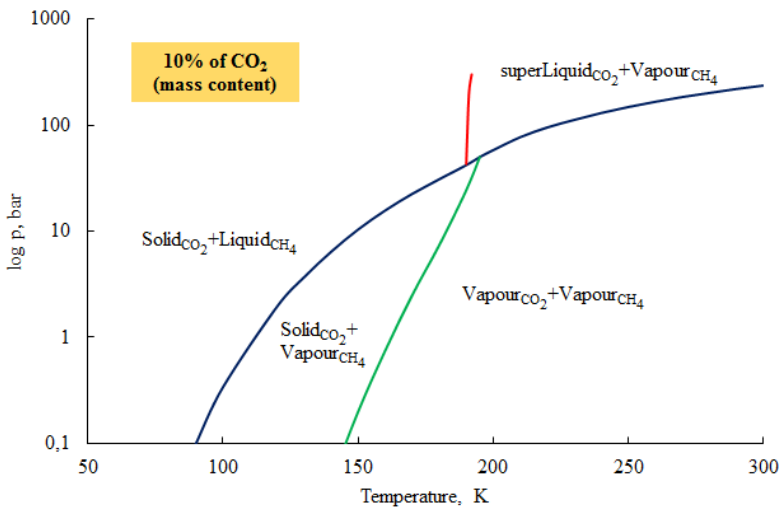


**Fig. 3:** A temperature and CO<sub>2</sub> mass concentration dependent behavior of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture at 30 bar pressure

For few chosen CO<sub>2</sub> mass concentrations  $p - T$  plots were prepared and showed in Figs 4-7. When content of CO<sub>2</sub> is significant (e.g. 50%) the possibility of carbon dioxide condensation may be expected to take place (Fig. 7). From the graphs comparison, the temperature and the pressure growth of CO<sub>2</sub> gas-solid transition with the rise of content is seen. For above 60 bar gas-supercritical fluid transition occurs. Additionally, for smaller CO<sub>2</sub> concentrations, around 1%, and high process pressures, above 25 bar, natural gas components may liquefy (Fig. 4). Obtained results indicate what are the process parameters at which the condensation or solidification of carbon



**Fig. 4:** A pressure and temperature dependant behaviour of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture for 1% CO<sub>2</sub> mass concentration

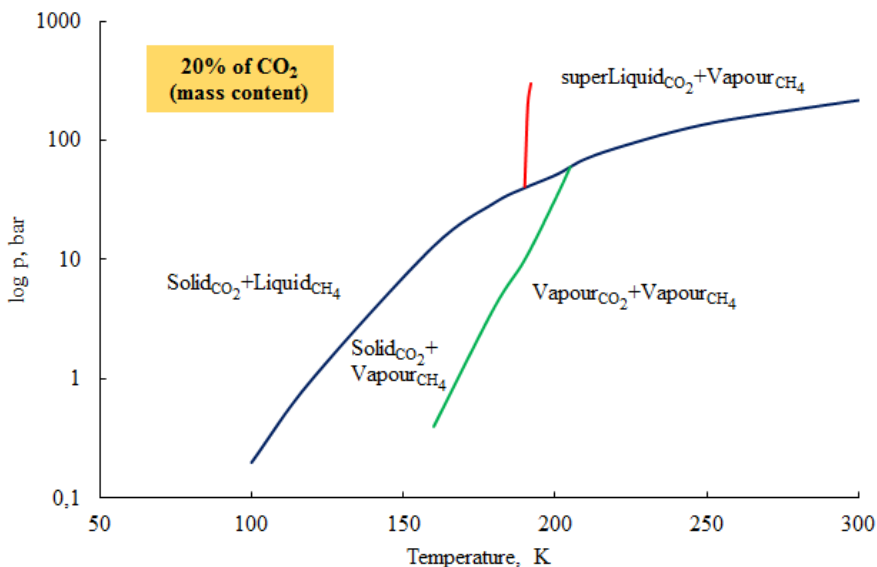


**Fig. 5:** A pressure and temperature dependant behaviour of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture for 10% CO<sub>2</sub> mass concentration

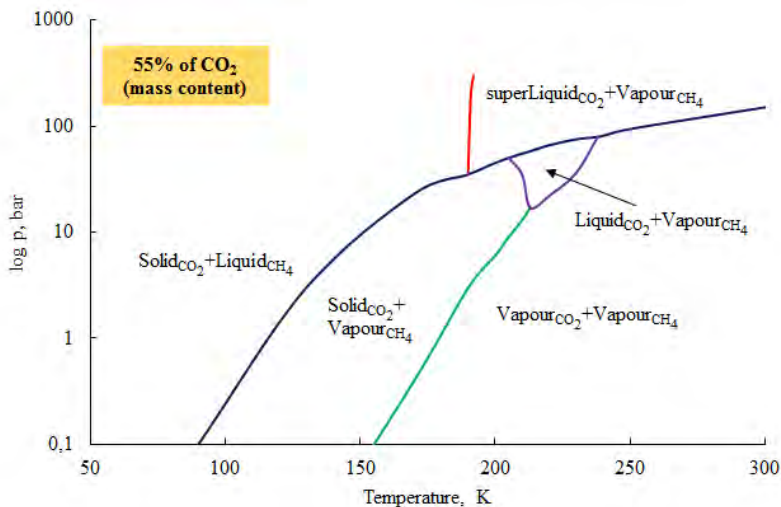
dioxide occurs for a given CO<sub>2</sub> mass fraction. That information is necessary to choose between CO<sub>2</sub> liquefaction and CO<sub>2</sub> solidification methods and predict the permissible range of process pressures.

#### 4. CONCLUSIONS

Understanding of the mechanisms of cryogenic natural gas sweetening methods requires a deep look into thermodynamic analysis of CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> phase equilibrium.



**Fig. 6:** A pressure and temperature dependant behaviour of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture for 20% CO<sub>2</sub> mass concentration



**Fig. 7:** A pressure and temperature dependant behaviour of the CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixture for 55% CO<sub>2</sub> mass concentration

The thermodynamic properties of CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> mixtures have been investigated using Peng-Robinson equations of state and the phase diagrams for several different CO<sub>2</sub> concentrations were prepared. Predicted behaviour of CO<sub>2</sub> - natural gas mixtures varies largely depending on carbon dioxide mass fraction and the process pressure. Therefore choice of the CO<sub>2</sub> capture technology and process parameters should be analysed individually for each natural gas source.



Future work should focus mostly on confirmation of the obtained results by comparison with experimental data.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank prof. Phillip Savage from University of Michigan for preparing and free sharing a Peng-Robinson equation of state spreadsheet [11].

## REFERENCES

- [1] Carter K., Lukas K., *Extending a classical EOS correlation to represent solid–fluid phase equilibria*, Fluid Phase Equilibrium, **243**, 2006.
- [2] Dorosz P., *Badanie chłodziarki Joule’a–Thomsona o wydajności projektowej 50 W, napełnionej mieszaniną gazów oraz pracującej w układzie zamkniętym*, Zeszyty Energetyczne, **3**, 2016.
- [3] Hart A., Gnanendran N., *Cryogenic CO<sub>2</sub> Capture in Natural Gas*, Energy Procedia, **1**, 2009.
- [4] Kato K., *Generalized interaction parameters for the P-R EoS: Carbon dioxide-nparaffin binary system*, Fluid Phase Equilibria, **7**, 1981.
- [5] Kidnay A.J., Parish W.R., *Fundamentals of natural gas processing*, Taylor & Francis, 2006.
- [6] Kordylewski W., *Spalanie i paliwa*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2005.
- [7] Li Y., Gong C., Li Y., *Application of Highly Accurate Phase-Equilibrium Models for CO<sub>2</sub> Freezing Prediction of Natural Gas System*, Ind. Eng. Chem. Res., **55**, 2016.
- [8] Maqsood K. et al., *Cryogenic carbon dioxide separation from natural gas: a review based on conventional and novel emerging technologies*, Reviews in Chemical Engineering **30(5)**, 2014.
- [9] Peng D.Y., Robinson D.B., *A New Two-Constant Equation of State*, Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, **15 (1)**, 1976.
- [10] Rychlicki S., Siemek J., *Gaz ziemny paliwem XXI wieku - fakty i dylematy.*, Rynek Energii **6**, 2006.
- [11] Savage P., *Thermodynamic Properties for Mixtures from the Peng-Robinson Equation of State* - electronic document:  
[https://www.engr.uky.edu/~aseeched/SummerSchool/2007/session\\_handouts/Spreadsheets/3\\_Spreadsheet\\_Applications\\_Across\\_The\\_Curriculum/Thermo\\_Kinetics\\_and\\_Reactors/Savage\\_Thermo\\_Sheets/Peng\\_Robinson\\_Mixtures.xls](https://www.engr.uky.edu/~aseeched/SummerSchool/2007/session_handouts/Spreadsheets/3_Spreadsheet_Applications_Across_The_Curriculum/Thermo_Kinetics_and_Reactors/Savage_Thermo_Sheets/Peng_Robinson_Mixtures.xls).
- [12] Tan L.S. et al., *Removal of high concentration CO<sub>2</sub> from natural gas at elevated pressure via absorption process in packed column*. Journal of Natural Gas Chemistry **21 (1)**, 2011.
- [13] Van Benthum R.J. et al., *Condensed rotational separation of CO<sub>2</sub>*. Applied Energy **93**, 2012.
- [14] Wibawa G. et al., *Application of Peng-Robinson Equation of State for Calculating Solid-Vapor and Solid-Liquid Equilibrium of CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub> System*, Modern Applied Science, **9**, 2015.
- [15] Willems G.P. et al., *Condensed rotational separation of CO<sub>2</sub> from natural gas*. AIChE Journal **56**, 2010.
- [16] Zare Nezhad B., Eggeman T., *Application of Peng–Robinson equation of state for CO<sub>2</sub> freezing prediction of hydrocarbon mixtures at cryogenic conditions of gas plants*, Cryogenics, **46**, 2006.





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](mailto:zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl)

ISBN 978-83-7493-001-7