POLITECHNIKA KRAKOWSKA im. T. Kościuszki
Wydział Mechaniczny
Katedra Inżynierii Cieplnej i Procesowej

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Jan Kuchmacz

Przepływ zawiesiny lodowej w pionowych kanałach szczelinowych

Ice slurry flow in vertical slit channels

Promotor:

Prof. dr hab. inż. **Beata Niezgoda-Żelasko**

Promotor pomocniczy:

dr inż. **Przemysław Młynarczyk**

Kraków, 2023

Składam serdeczne podziękowania Pani Promotor prof. dr hab. inż. Beacie Niezgoda-Żelasko oraz Panu Promotorowi Pomocniczemu dr inż. Przemysławowi Młynarczykowi za poświęcony czas i cenne wskazówki oraz Panu inż. Henrykowi Bulek za pomoc w realizacji badań laboratoryjnych

Spis treści

WYKAZ OZNACZEŃ **3**
1. WSTĘP **5**
1.1. Właściwości fizyczne zawiesiny lodowej ... 6
1.2. Modele reologiczne zawiesiny lodowej ... 10
1.3. Opory przepływu zawiesiny lodowej ... 14
1.3.1. Horyzontalny przepływ zawiesiny lodowej w przewodach prostych ... 14
1.3.2. Wertykalny przepływ zawiesin w tym zawiesiny lodowej w przewodach prostych ... 17
1.3.3. Przepływ zawiesiny lodowej przez łuki, kolana oraz armaturę ... 18
1.3.4. Przepływ zawiesiny lodowej w wymiennikach ciepła ... 20
1.4. Struktury przepływu zawiesiny lodowej w przewodach prostych ... 22
1.5. Profile prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych ... 23
1.5.1. Horyzontalny przepływ zawiesiny lodowej w przewodach prostych ... 24
1.5.2. Wertykalny przepływ zawiesiny lodowej w przewodach prostych ... 26
2. CEL I ZAKRES PRACY **31**
3. BADANIA EKSPERYMENTALNE PRZEPŁYWU ZAWIESINY LODOWEJ ETANOLU W PIONOWYM KANALE SZCZELINOWYM **33**
3.1. Stanowisko badawcze ... 33
3.2. Zakres badań ... 36
3.3. Analiza niepewności pomiarowych ... 38
3.4. Właściwości reologiczne zawiesiny lodowej ... 39
3.5. Spadki ciśnienia w pionowym kanale szczelinowym ... 49
4. ZALEŻNOŚCI EMPIRYCZNE DO OBLICZANIA WSPÓŁCZYNNIKA OPORÓW TARCIA DLA PIONOWEGO KANAŁU SZCZELINOWEGO I RÓŻNYCH KIERUNKÓW PRZEPŁYWU **53**
4.1. Przepływ zawiesiny lodowej oparty na uogólnionej definicji liczby Reynoldsa ... 53
4.2. Uogólniony przepływ zawiesiny lodowej w kanale szczelinowym ... 57
5. MODEL MATEMATYCZNY ADIABATYCZNEGO PRZEPŁYWU ZAWIESINY LODOWEJ W PIONOWYM KANALE SZCZELINOWYM **61**
5.1. Równania rządzące ... 61
5.2. Geometria modelu CFD ... 62
5.3. Walidacja modelu CFD ... 65
6. MODELOWANIE CFD PRZEPŁYWU ZAWIESINY LODOWEJ W PIONOWYM KANALE SZCZELINOWYM **68**
6.1. Zakres badań numerycznych ... 68
6.2. Spadki ciśnienia w pionowym kanale szczelinowym ... 68
6.3. Profile prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych ... 71
6.4. Krzywe graniczne pomiędzy przepływem heterogenicznym i homogenicznym ... 79
7. MODELOWANIE CFD PRZEPŁYWU ZAWIESINY LODOWEJ W KANAŁACH PŁYTOWEGO WYMIENNIKA CIEPŁA **81**
7.1. Geometria modelu CFD płytowego wymiennika ciepła ... 81
7.2. Zakres badań numerycznych ... 84
7.3. Spadki ciśnienia w kanałach płytowego wymiennika ciepła ... 84
7.4. Korelacja do obliczania spadków ciśnienia w kanałach płytowego wymiennika ciepła z uwzględnieniem oddziaływania układów rozpływu i odpływu ... 91
8. PODSUMOWANIE **94**
LITERATURA **97**
STRESZCZENIE **103**

WYKAZ OZNACZEŃ

a - wysokość kanału, (m)
b - szerokość kanału, (m)
c,d - współczynniki charakterystyczne dla przekroju poprzecznego (stałe Kozickiego), (-)
c_f - współczynnik oporów Fanninga, (-)
c_p - ciepło właściwe, ($kJkg^{-1}K^{-1}$)
d_h - średnica hydrauliczna, (m)
d_i - średnica wewnętrzna rury, (m)
d_N - średnica nominalna, (m)
e_{SS} - współczynnik restytucji dla zderzeń cząsteczek, (-)
E- iloraz długości boków przekroju prostokątnego, $E = \frac{\min(a,b)}{\max(a,b)}$, (-)
E_{c_f} - względna rozbieżność pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi wartościami współczynnika oporów Fanninga, (%)
$\overline{E_{cf}}$ - średnia względna rozbieżność pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi wartościami współczynnika oporów Fanninga, (%)
$E_{\Delta p}$ - względna rozbieżność pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi spadkami ciśnienia, (%)
$\overline{E_{\Delta p}}$ - średnia względna różnica zmierzonych i obliczonych wartości spadków ciśnienia, (%)
g - przyspieszenie ziemskie, (ms^{-2})
$g_{0,SS}$ - funkcja rozkładu radialnego cząstek, (-)
G - liczba elementów siatki, (-)
h - entalpia właściwa, ($kJkg^{-1}$)
k - wskaźnik konsystencji, (Ns^nm^{-2})
K - współczynnik wymiany pomiędzy cząstkami stałymi a cieczą nośną, ($kgm^{-2}s^{-1}$)
K^* - wskaźnik konsystencji według Kozickiego, (Ns^nm^{-2})
L - długość, (m)
M - jednostkowa zmiana pędu ($kgm^{-2}s^{-1}$)
n - wskaźnik płynięcia, (-)
n^* - wskaźnik płynięcia według Kozickiego, (-)
OQ - Orthogonal Quality (-)
p - ciśnienie statyczne, (Pa)
r_{ps} - ciepło topnienia lodu, ($kJkg^{-1}$)
Re - liczba Reynoldsa (-)
Re_K - liczba Reynoldsa według Kozickiego, (-)
t - temperatura, (^oC)
w - prędkość, (ms^{-1})
x_a - stężenie masowe cieczy nośnej, (%)
x_{ai} - masowe stężenie początkowe cieczy nośnej, (%)
x_s - udział masowy lodu, (%)
X_{Vai} - objętościowe stężenie początkowe cieczy nośnej, (%)
X_{Vs}- udział objętościowy lodu, (%)
X_{VDTC}- średni udział transportowy, (%)
z - linowy wymiar geometryczny, (m)

Symbole greckie:

α - lokalny udział objętościowy, (%)
ε_B - iloraz czynnych naprężeń stycznych płynu Binghama, (-)
λ - lepkość objętościowa, ($kgm^{-1}s^{-1}$)
λ_a - współczynnik przewodzenia ciepła cieczy nośnej, ($Wm^{-1}K^{-1}$)
λ_s - współczynnik przewodzenia ciepła lodu, ($Wm^{-1}K^{-1}$)
μ - lepkość ścianiania, ($kgm^{-1}s^{-1}$)
μ_p - dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej, (Pas)
ρ - gęstość, (kgm^{-3})
τ - naprężenie ścianjące, (Pa)
τ_p - graniczne naprężenie styczne, (Pa)
τ_w - naprężenie styczne na ściance rury, (Pa)
θ_s - temperatura granularna (m^2s^{-2})
γ_{θ_s}- dyspacja energii w wyniku zderzeń, ($kgm^{-1}s^{-3}$)
Γ- rurowa szybkość ścinania, (1/s)
ϕ_{LS}- współczynnik wymiany energii, ($kgm^{-1}s^{-3}$)
Δ - różnica

Indeksy:

a - ciecz nośna
CFD - Computer Fluid Dynamics (Obliczeniowa Mechanika Płynów)
cal - wartość obliczona
crit- wartość krytyczna
exp - wartość eksperymentalna
h-set - utrudnione opadanie
i, j - indeksy
in- wlot
IS - zawiesina lodowa (ice slurry)
lam- laminarny
L - faza ciekła
m - wartość średnia
max - maksimum
mix - mieszanie
out- wylot
s - cząsteczka stała
set - opadanie
S - faza stała
SL - oddziaływanie fazy stałej i ciekłej
stop- zatrzymanie (tutaj: brak przepływu)
turb- turbulentny
w - woda
Tref - temperatura odniesienia

1. Wstęp

Założenia polityki klimatyczno – energetycznej Unii Europejskiej do roku 2030 przewidują ograniczenie emisji gazów cieplarnianych o co najmniej 40% w stosunku do poziomu z 1990r [1]. W ramy tych założeń wpisuje się Rozporządzenie Paralamentu Europejskiego i Rady UE nr 517/2014 wprowadzające zakaz używania fluorowanych czynników chłodniczych cechujących się wartością wskaźnika GWP przekraczającą 150 począwszy od roku 2022 [2]. Zapisy powyższego dokumentu skutkują tym, że jako czynniki chłodnicze w nowych instalacjach są stosowane chociażby R290 czy R1234yf, co budzi obawy związane z kwestiami bezpieczeństwa wywołane ich palnością lub też następuje powrót do czynników naturalnych takich jak CO_2 lub amoniak, który niesie ze sobą zwiększone wymagania techniczne dla systemów chłodniczych. W związku z powyższym nieunikniony jest wzrost popularności stosowania pośrednich systemów chłodzenia, których zaletą jest przede wszystkim możliwość znaczącego ograniczenia ilości czynnika chłodniczego krążącego w instalacji. Z uwagi na niską cenę chłodziwa oraz prostotę w projektowaniu, powszechnie stosuje się obecnie pośrednie systemy chłodzenia pracujące w opraciu o wodę lodową lub jej wodne roztwory. Alternatywnym chłodziwem w stosunku do wody lodowej może być lód zawiesinowy. Jest to mieszanina kryształków lodu wodnego o średnicy od 0,1 do 500μm oraz roztworu wodnego substancji obniżającej temperaturę zamarzania np. alkoholu, soli czy glikolu, której stężenie nie przekracza 40% [3]. Zawiesina lodowa cechuje się wysoką właściwą wydajnością cieplną będącą pochodną wysokiej wartości ciepła topnienia lodu. Powyższa zaleta stwarza możliwość akumulacji chłodu w samym nośniku ciepła. Wysoka właściwa wydajność cieplna połączona z wysoką wartością współczynnika wnikania ciepła oraz prawie stałą temperaturą w procesie transportu i chłodzenia powoduje, że lód zawiesinowy może być z powodzeniem stosowany w rozbudowanych sytemach chłodzenia wykorzystywanych w przemyśle i górnictwie. Jego aplikacja w tych obszarach implikuje zmniejszenie mocy pomp oraz gabarytów eksploatowanych wymienników ciepła. Zawiesina lodowa odbierając ciepło w procesach skraplania w niskotemperaturowych urządzeniach chłodniczych przyczynia się do wzrostu współczynnika wydajności chłodniczej tych urządzeń. Możlwiość akumulowania znacznych ilości energii w zawiesinie lodowej pozwala w istotny sposób zredukować wymaganą wydajność urządzenia chłodniczego oraz koszty eksplotacyjne dzięki przesunięciu czasu pracy urządzenia na okres w którym cena energii elektrycznej jest niższa.

1.1. Właściwości fizyczne zawiesiny lodowej

W sposób najbardziej ogólny zawiesinę lodową można zdefiniować jako mieszaninę cząstek lodu oraz roztworu wodnego alkoholu, glikolu lub soli [4]. Właściwości fizyczne lodu zawiesinowego zależą od właściwości fizycznych składników mieszaniny oraz udziału masowego i wymiarów cząstek lodu. Stężenie roztworu wodnego cieczy nośnej powyżej temperatury zamarzania jest stałe i wynosi x_{ai}. Na skutek obniżenia temperatury poniżej temperatury zamarzania następuje formowanie się kryształków lodu w wyniku czego stężenie cieczy nośnej wzrasta do wartości x_a. Udział masowy lodu x_s może być zatem opisany zależnością:

$$x_s = \frac{x_a - x_{ai}}{x_a} \tag{1.1}$$

W praktycznych zastosowaniach zawiesiny lodowej, która może być transportowana, udział masowy lodu jest mniejszy niż x_s<40% [5]. Powyżej tej wartości lód zawiesinowy wygląda jak mokry śnieg i z uwagi na trudności dystrybucyjne nie jest wykorzystywany jako czynnik pośredniczący [6]. Zawiesina lodowa o udziale masowym 40%<x_s<75% stosowana jest w technice chłodniczej jako medium akumulujące chłód na potrzeby np. dużych systemów klimatyzacyjnych.

Zakładając, że kryształki lodu mają kształt kuli należy przyjąć, że ich średnica zazwyczaj mieści się w granicach $10^{-4} \leq d_s \leq 0{,}5$ mm [3]. Badania mikroskopowe wskazują jednak na elipsoidalny kształt cząstek lodu [7]. Potwierdzają to zdjęcia kryształków lodu zaprezentowane w pracy [8]. Według podanych w niej wyników pomiarów, średnia długość oraz szerokość cząstek lodu zawiesiny lodowej powstałej na bazie wodnego roztworu alkoholu etylowego to odpowiednio 235μm i 165μm.

Stężenie początkowe cieczy nośnej x_{ai} zwykle nie przekracza 40% natomiast stężenie roztworu resztkowego jest funkcją temperatury i zależy od przebiegu krzywej krzepnięcia roztworu [3, 5]. W pracach [9], [10], [11], [12], [13] zaprezentowano dane na temat przebiegu krzywych zamarzania dla roztworów wodnych następujących substancji: etanolu, chlorku sodu, glikolu propylenowego, glikolu etylenowego oraz mrówczanu potasu. Porównanie metod wyznaczania krzywych krzepnięcia na bazie wymienionych źródeł można znaleźć w pracy [14]. Pokazano w niej, że przebieg krzywych zamarzania otrzymanych przy pomocy danych zawartych w omawianych publikacjach jest bardzo zbliżony. Jednocześnie wskazano, że najwygodniejszą z metod wyznaczania właściwości fizycznych roztworów wodnych jest stosowanie zależności funkcyjnych podanych w tablicach Melindera [13]. Prace Melindera dotyczące właściwości termofizycznych chłodziw zostały rozszerzone w późniejszym

terminie o pozycje [15], [16]. Rozprawa doktorska [15] stanowi źródło właściwości termofizycznych wodnych roztworów glikolu propylenowego, glikolu etylenowego, alkoholu etylowego, alkoholu metylowego, glicerolu, węglanu potasu, chlorków wapnia, litu, magnezu i sodu oraz węglanu potasu. Zaprezentowano w niej zależności funkcyjne wraz z tabelami wartości współczynników pozwalających na obliczanie takich wielkości fizycznych jak gęstość, ciepło właściwe, współczynnik przewodzenia ciepła oraz lepkość dynamiczna. Znając stężenie roztworu x_a oraz jego temperaturę t można wyznaczyć jego gęstość, ciepło właściwe lub współczynnik przewodzenia ciepła z zależności:

$$f = \sum C_{ij}(x_a \,/\, 100 - x_M \,/\, 100)^i \,(t - t_M)^j \tag{1.2}$$

Celem obliczenia współczynnika lepkości dynamicznej należy zastosować wzór:

$$\log(f) = \sum C_{ij}(x_a \,/\, 100 - x_M \,/\, 100)^i \,(t - t_M)^j \tag{1.3}$$

Wartości x_M, t_M oraz C_{ij} w powyższych równaniach są charakterystyczne dla każdego roztworu cieczy nośnej. W przypadku wodnego roztworu etanolu stałe x_M i t_M przyjmują wartości odpowiednio 38,9250 i -4,9038, natomiast wartości współczynników C_{ij} zestawiono w tabeli 1.1 [15].

Tabela 1.1. Współczynniki C_{ij} dla wodnego roztworu alkoholu etylowego [15]

Wskaźniki		ρ_a	c_{pa}	λ_a	μ_a
i	j				
0	0	9,544E+02	3,925E+03	3,545E-01	2,214E+00
0	1	-6,416E-01	3,876E+00	4,421E-04	-5,710E-02
0	2	-2,495E-03	2,300E-04	-2,942E-07	4,679E-04
0	3	1,729E-05	1,322E-05	-1,115E-08	-1,374E-06
1	0	-1,729E+00	-2,795E+01	-4,334E-03	8,025E-04
1	1	-1,824E-02	1,773E-01	-2,021E-05	2,618E-04
1	2	3,116E-04	4,769E-05	-4,865E-09	-8,472E-06
1	3	-6,425E-07	3,008E-06	2,972E-10	1,478E-07
2	0	-2,193E-02	-9,620E-02	3,021E-05	-7,330E-04
2	1	5,847E-04	-3,908E-03	4,239E-07	7,056E-06
2	2	-2,517E-06	1,951E-05	1,007E-09	2,473E-07
2	3	-2,875E-08	3,366E-08	-7,325E-12	-1,329E-08
3	0	6,217E-04	7,580E-03	6,904E-07	4,285E-07
3	1	4,208E-06	2,283E-05	-3,203E-09	3,239E-07
3	2	-3,460E-07	-9,149E-07	-1,439E-11	-1,234E-08
4	0	2,288E-06	-1,213E-04	-1,512E-08	4,313E-08
4	1	-4,141E-07	2,545E-06	-3,486E-10	8,582E-09
5	0	-6,412E-07	2,235E-07	-1,012E-09	7,654E-09

Na właściwości fizyczne zawiesiny lodowej mają wpływ także właściwości fizyczne lodu. W pracy [17] na podstawie wyników badań doświadczalnych zaproponowano

zależności pozwalające na obliczanie gęstości, ciepła właściwego oraz współczynnika przewodzenia ciepła lodu w funkcji temperatury. Alternatywne funkcje przedstawiono w [18] i wykorzystano w publikacjach [3], [14], [19], [20]. W stosunku do zależności podanych w [17] cechują się one większą prostotą oraz faktem, iż są one stosowane dla zakresu temperatur odpowiadającego praktycznemu wykorzystaniu zawiesiny lodowej. Zgodnie z danymi zaprezentowanymi w [18] gęstość, ciepło właściwe oraz współczynnik przewodzenia ciepła lodu mogą być obliczona z równań podanych w tabeli 1.2.

Tabela 1.2. Zależności służące do obliczania właściwości fizycznych lodu

Gęstość ρ_s [kgm^{-3}]	Ciepło właściwe c_{ps} [kJkg^{-1}K^{-1}]	Współczynnik przewodzenia ciepła λ_s [Wm^{-1}K^{-1}]
$917(1 + 1{,}73 * 10^{-4}\ t)$	$2{,}067 + 0{,}689 * 10^{-2}\ t$	$2{,}24 + 5{,}975 * 10^{-3}(-t)^{1{,}156}$

W literaturze przedmiotu [20], [21], [22], [23], [24] dostępne są różne zależności, które pozwalają na obliczanie takich wielkości jak gęstość, ciepło właściwe, współczynnik przewodzenia ciepła oraz dynamiczny współczynnik lepkości efektywnej zawiesin. Gęstość zawiesiny lodowej wyznacza się z klasycznej zależności pozwalającej na obliczanie gęstości mieszaniny dwufazowej:

$$\rho_{IS} = \left(\frac{X_{Vs}}{100}\right)\rho_s + (1 - \frac{X_{Vs}}{100})\rho_a \tag{1.4}$$

gdzie pomiędzy udziałem objętościowym i masowym cząstek stałych obowiązuje zależność:

$$X_{Vs} = (1 + \frac{1-x_s}{x_s}\frac{\rho_s}{\rho_a})^{-1} \tag{1.5}$$

Analiza literatury przedmiotu wskazuje na różnice w sposobie wyznaczania pozostałych właściwości fizycznych lodu zawiesinowego. W pracach dotyczących badań cieplnych i przepływowych [14], [25] ciepło właściwe zawiesiny lodowej jest obliczane z równania:

$$c_{pIS} = \left(\frac{x_s}{100}\right)c_{ps} + (1 - \frac{x_s}{100})c_{pa} \tag{1.6}$$

Jednocześnie w publikacjach [11], [20], [23] wprowadzono pojęcie tzw. zastępczego ciepła właściwego zdefiniowanego, jako pochodną entalpii właściwej zawiesiny lodowej po temperaturze:

$$c_{pIS} = \frac{\partial h_{IS}}{\partial t} \tag{1.7}$$

Na podstawie powyższej zależności w pracy [20] pokazano wpływ temperatury oraz stężenia masowego cieczy nośnej na wartość ciepła właściwego zawiesiny lodowej etanolu. Przy danej

temperaturze ciepło właściwe lodu zawiesinowego jest wyższe dla zawiesin powstałych na bazie roztworu o wyższym stężeniu masowym alkoholu.

Określenie entalpii mieszaniny lód – ciecz nośna jest możliwe przy pomocy równania:

$$h_{IS} = \left(\frac{x_s}{100}\right) h_s + (1 - \frac{x_s}{100}) h_a \tag{1.8}$$

Wykorzystywana w zależności (1.8) entalpia lodu h_s oraz entalpia cieczy nośnej h_a może być obliczona na podstawie zależności podanych w [20], [23], [26]. Entalpia lodu jest funkcją temperatury, ciepła właściwego lodu i ciepła topnienia lodu (r_{ps} = 332, 4 kJkg^{-1}) i może być wyrażona wzorem (1.9):

$$h_s = c_{ps} t - r_{ps} \tag{1.9}$$

Entalpię cieczy nośnej można wyznaczyć za pomocą związku podanego w [11]:

$$h_a = h_{w,Tref} + \Delta h_{mix}(x_a, t) + c_{pa}(x_a, t) t \tag{1.10}$$

Zgodnie z powyższą zależnością przy obliczaniu entalpii cieczy nośnej uwzględnia się ciepło mieszania Δh_{mix}. Jest to wielkość biorąca pod uwagę ilość ciepła wydzielanego podczas tworzenia roztworu o zadanym stężeniu. W pracy [20] entalpię wodnego roztworu alkoholu etylowego przedstawiono w postaci alternatywnej funkcji wielomianowej temperatury i stężenia masowego cieczy nośnej.

W literaturze dominują trzy zależności służące do wyznaczania współczynnika przewodzenia ciepła zawiesiny lodowej: Maxwella-Tareffa, Jeffreya oraz Charunyakorna. Dla nieruchomych zawiesin wykorzystywane jest równanie Maxwella-Tareffa [4], [5], [14], [27] oraz równanie Jeffreya [4], [19], [20]. W przypadku przepływu zawieisn w tym lodu zawiesinowego realna wartość współczynnika przewodzenia ciepła jest wyższa od wartości obliczonej dla zawiesiny nieruchomej [28]. Zjawisko to wynika z efektu mikrokonwekcji spowodowanego obecnością cząstek stałych [14]. W pracy [29] zestawiono zależności empiryczne służące do wyznaczania rzeczywistej wartości współczynnika przewodzenia ciepła ruchomej zawiesiny lodowej. Najbardziej znana z nich jest zależność Charunyakorna [30] wykorzystywana w pracach dotyczących modelowania CFD przepływu oraz wymiany ciepła zawiesiny lodowej [14] [28], [29].

W przypadku zawiesiny lodowej dynamiczny współczynnik lepkości efektywnej jest zazwyczaj obliczany na podstawie zależności Thomasa [9], [15], [20], [21], [23], [27]. Równanie podane przez Thomasa uwzględnia zarówno udział masowy lodu jak i oddziaływanie pomiędzy cząsteczkami lodu. Jest ono stosowane przy założeniu przepływu homogenicznego, udziału masowego fazy stałej nieprzekraczającego x_s < 62,5% i średnicy

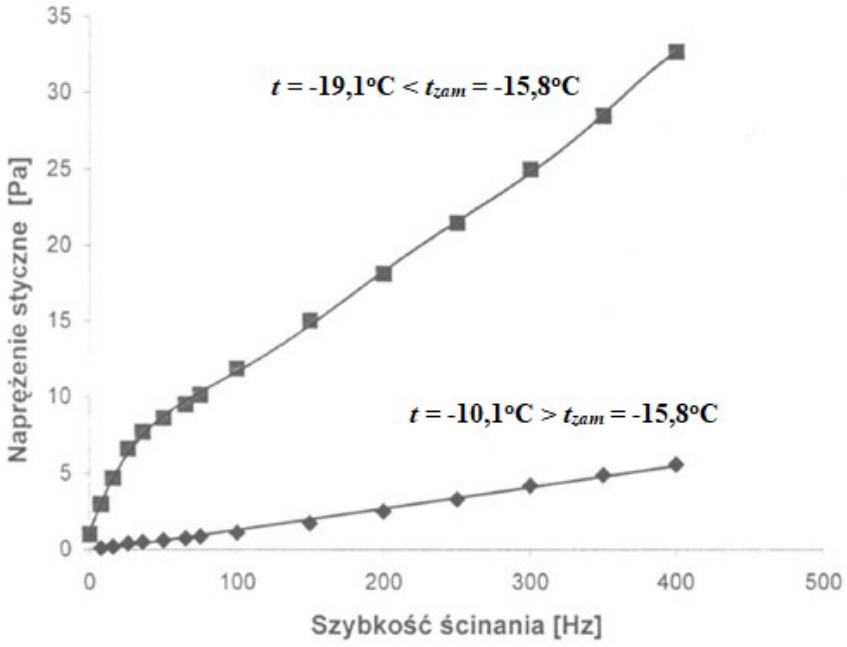
cząstek zawierających się w przedziale $0{,}099 \leq d_s \leq 435$ μm [31]. Zgodnie z danymi zaprezentowanymi w [32] zależność Thomasa przeszacowuje wartości dynamicznego współczynnika lepkości efektywnej dla udziału masowego cząstek stałych $x_s > 15\%$. W związku z powyższym w pracy [32] zaproponowano zastąpienie jej zależnością podaną przez Jeffreya [33]. Alternatywnie do wyznaczania dynamicznego współczynnika lepkości efektywnej stosuje się równanie Vande`a [8], [14], [28], [29], [34]. W stosunku do pozostałych dwóch zależności pozwala ono uzyskiwać najniższe wartości omawianej wielkości [14].

1.2. Modele reologiczne zawiesiny lodowej

Zaprezentowane w pracy [5] porównanie rezultatów badań dotyczących właściwości reologicznych jednoznacznie wykazuje, że lód zawiesinowy może być traktowany jako ciecz newtonowska tylko dla udziałów masowych fazy stałej $x_s < 10\%$. Graniczny udział masowy lodu, powyżej którego zawiesina lodowa wykazuje właściwości płynu nienewtonowskiego nie jest jednoznaczny i zależy od rozmiarów cząstek stałych i zastosowanej cieczy nośnej [35]. Dla płynu newtonowskiego zależność naprężenia ścinającego od szybkości ścinania jest funkcją liniową (1.11):

$$\tau = \mu \frac{dw}{dy} \tag{1.11}$$

W przypadku lodu zawiesinowego o wyższych udziałach masowych fazy stałej równość (1.11) nie jest spełniona. Obrazuje to rysunek 1.1 na którym pokazano zależność naprężenia stycznego od szybkości ścinania dla wodnego roztworu alkoholu etylowego o stężeniu X_{Vai}=30% dla temperatury t=-10,1°C ($t>t_{zam}$, udział masowy x_s=0%) oraz dla temperatury t=-19,1°C ($t<t_{zam}$, udział masowy x_s=12%). W związku z powyższym zawiesinie lodowej przyporządkowuje się modele reologiczne, które można podzielić na dwie grupy: modele cieczy pseudoplastycznych i modele cieczy plastycznolepkich [21].



Rysunek 1.1. Zależność naprężenia stycznego od szybkości ścinania dla wodnego roztworu alkoholu etylowego o stężeniu X_{Vai}=30% dla temperatury powyżej (-10,1°C) i poniżej (-19,1°C) temperatury krzepnięcia [25]

Płyny pseudoplastyczne są to płyny nienewtonowskie rozrzedzane ścinaniem. Cechują się one spadkiem lepkości wraz ze wzrostem szybkości ścinania [36]. W grupie modeli płynów pseudoplastycznych zawiesinie lodowej przypisuje się model potęgowy Ostwalda-de Waele [37], [38] wyrażony równaniem (1.12):

$$\tau = k\,(\frac{dw}{dy})^n \tag{1.12}$$

Szczególnym przypadkiem tego modelu, występującym dla n=1, jest model cieczy newtonowskiej. Zaprezentowane w pracy [38] porównanie różnych modeli reologicznych przyporządkowanych zawiesinie lodowej dowodzi, że model Ostwalda-de Waele wykazuje największą rozbieżność w stosunku do rzeczywistego zachowania się płynu.

Płyny plastycznolepkie to płyny nienewtonowskie charakteryzujące się występowaniem granicznego naprężenia stycznego, poniżej którego zachowują się jak ciała stałe, a powyżej jak ciecze [25]. Z grupy modeli płynów plastycznolepkich zawiesinie lodowej przyporządkowuje się model Binghama [8], [25], [27], [31] [35], [37] model Cassona [21], [38], [39] oraz model Herschel – Bulkley [38], [40], [41]. Zależność naprężenia ścinającego od szybkości ścinania dla płynów plastycznolepkich cechuje się występowaniem członu uwzględniającego graniczne naprężenie styczne, co dla płynu Binghama można wyrazić w postaci równania (1.13):

$$\tau = \tau_p + \mu_p \frac{dw}{dy} \tag{1.13}$$

W pracy [38] wykazano, że każdy z trzech wspomnianych modeli w zadawalający sposób odwzorowuje rzeczywiste zachowanie zawiesiny lodowej podczas przepływu. Jednocześnie wskazano, że model Herschel – Bulkley jest modelem najbardziej odpowiednim, gdyż w porównaniu do pozostałych modeli graniczne naprężenie styczne uzależniono w tym przypadku od średnicy cząstek stałych. Wielu autorów podejmowało się także modyfikacji istniejących modeli na podstawie danych empirycznych. W pracy [14] podano zależności wielomianowe pozwalająca na obliczanie granicznego naprężenia stycznego i współczynnika lepkości plastycznej wykorzystywanych w równaniu (1.12) obowiązującym dla płynu Binghama. Podobne podejście można znaleźć w publikacji [35] gdzie zarówno graniczne naprężenie styczne jak i współczynnik lepkości plastycznej zostały przedstawione jako funkcje udziału masowego lodu. W pracy [41] zaproponowano zależności empiryczne służące do wyznaczania granicznego naprężenia stycznego, wskaźnika konsystencji oraz wskaźnika płynięcia dla opisu zachowania zawiesiny lodowej przy pomocy modelu Herschel – Bulkley. Modyfikacja zastosowanego modelu polegała na podaniu odrębnych zależności na naprężenie ścinające dla wysokich oraz niskich wartości szybkości ścinania. Zgodnie z danymi zaprezentowanymi w [41] dla niskich wartości szybkości ścinania zależność Herschel – Bulkley przyjmuje postać zależności Binghama, podczas gdy dla wysokich wartości szybkości ścinania przyjmuje ona postać równania podanego przez Ostwalda-de Waele. Zakres badań zrealizowanych w pracy [41] został rozszerzony w publikacji [40] gdzie podano sposób obliczania granicznej wartości szybkości ścinania wyznaczającej zakres stosowalności wspomnianych zależności. Model Cassona został zaadoptowany w pracy [39] do opisu zachowania zawiesin lodowych powstałych na bazie różnych rodzajów cieczy nośnych. Graniczne naprężenie styczne oraz lepkość plastyczna były określane jako funkcja lepkości cieczy nośnej i udziału masowego lodu. W publikacji [21] wykazano jednak, że dla niskich udziałów masowych fazy stałej zastosowanie równań podanych w [39] skutkuje uzyskaniem ujemnych wartości granicznego naprężenia stycznego. W związku z powyższym w pracy [38] podano odrębne zależności służące do obliczania granicznego naprężenia stycznego dla niskich i wysokich udziałów masowych lodu.

Plastycznolepkie modele reologiczne przyporządkowane zawiesinie lodowej zestawiono w tabeli 1.3. Podano w niej również zależności służące do obliczania granicznego naprężenia stycznego τ_p, lepkości plastycznej μ_p, stałej konsystencji K oraz wskaźnika płynięcia n występujących w rozważanych modelach.

Tabela 1.3. Plastycznolepkie modele reologiczne przyporządkowane zawiesinie lodowej

<table>
<tr><th>Model</th><th>Zależności do obliczania τ_p, μ_p, K, n</th><th>Zakres stosowania</th><th>Publikacja</th></tr>
<tr><td rowspan="3">Binghama
$\tau = \tau_p + \mu_p \frac{dw}{dy}$</td><td>$y = \sum_{i=0}^{5} A_i \cdot \left({}^{x_s}/_{100}\right)^i$
<table><tr><td>y</td><td>A_0</td><td>A_1</td><td>A_2</td><td>A_3</td><td>A_4</td><td>A_5</td></tr><tr><td>μ_p</td><td>0,0035</td><td>0,0644</td><td>-0,7394</td><td>5,6963</td><td>-19,759</td><td>26,732</td></tr><tr><td>τ_p</td><td>0,013</td><td>-1,4284</td><td>73,453</td><td>-394,64</td><td>835,82</td><td>0</td></tr></table></td><td>Etanol x_{ai}=11%,
0%<x_s<30%</td><td>[8], [14]</td></tr>
<tr><td>$\tau_p = 0{,}00059x_s^3 - 0{,}00701x_s^2 + 0{,}08700x_s - 0{,}02498$
$\mu_p = \mu_{ai}(1 + 2{,}5({}^{X_{Vs}}/_{100}) + 10{,}05({}^{X_{Vs}}/_{100})^2 + 0{,}00273e^{16{,}6({}^{X_{Vs}}/_{100})})$</td><td>Etanol x_{ai}=10%,
0%<x_s<30%</td><td>[21]</td></tr>
<tr><td>$\tau_p = e^{-1{,}47+0{,}0035x_{ai}^2+0{,}116x_s}$
μ_p – tak samo jak w [21]</td><td>Etanol
5%<x_{ai}<20%
0%<x_s<30%</td><td>[27]</td></tr>
<tr><td rowspan="2">Herschel-Bulkley
$\tau = \tau_p + K(\frac{dw}{dy})^n$</td><td>$\tau_p = 0{,}083(\frac{d_i}{d_s})^{0{,}19} * 10^{5*x_s}$,
$K = 7{,}1 * 10^{-6}(\frac{d_i}{d_s})^{-0{,}77}, \quad n = 1{,}377(\frac{d_i}{d_s})^{-0{,}07}$</td><td>Chlorek sodu
x_{ai}=9%,
5%<x_s<26%</td><td>[41]</td></tr>
<tr><td>$\tau_p = (25{,}711x_{ai} + 3774)x^{-10{,}55x_{ai}+4{,}563}$,
$K = 2{,}1 * 10^{-6}e^{39{,}32x_{ai}+6{,}85x_s x_{ai}^{-0{,}65}}$,
$n = \ln\left(x_s^{6{,}881x_{ai}-1{,}174} * x_{ai}^{1{,}062}\right) + 2{,}519$</td><td>Glikol propylenowy
5%<x_{ai}<14%,
5%<x_s<25%</td><td>[42]</td></tr>
<tr><td>Cassona
$\tau^{0,5} = \tau_p^{0,5} + (\frac{dw}{dy}\mu_p)^{0,5}$</td><td>$\mu_p = \mu_{ai}\sum_{i=0}^{5} A_i \cdot x_{s,}^i \qquad \tau_p = \sum_{i=0}^{3} B_i \cdot x_s^i$
Współczynniki A_i oraz B_i w powyższych równaniach podano w załączniku 1</td><td>Ciecze nośne wyszczególnione w załączniku 1,
2<μ_a<10mPas,
0%<x_s<45%</td><td>[21], [39]</td></tr>
</table>

1.3. Opory przepływu zawiesiny lodowej

W pośrednich systemach chłodzenia lód zawiesinowy przepływa przez przewody proste lub zakrzywione, elementy armatury oraz wymienniki ciepła. Mając to na uwadze można wśród prac badawczych związanych z wyznaczaniem oporów przepływu zawiesiny lodowej wyróżnić następujące grupy:

- prace dotyczące horyzontalnego przepływu zawiesiny lodowej w przewodach prostych o przekroju kołowym i prostokątnym,
- prace dotyczące wertykalnego przepływu zawiesiny lodowej w przewodach prostych o przekroju kołowym i prostokątnym,
- prace obejmujące przepływ zawiesiny lodowej przez łuki, kolana oraz armaturę,
- prace poruszające temat przepływu zawiesiny lodowej w wymiennikach ciepła.

1.3.1. Horyzontalny przepływ zawiesiny lodowej w przewodach prostych

Badania empiryczne poświęcone problematyce przepływu zawiesiny lodowej w poziomych przewodach prostych cechuje duża różnorodność warunków, w których były wykonywane [14]. Przegląd literatury wskazuje, że badano wpływ takich czynników jak prędkość, udział masowy lodu, stężenie początkowe i rodzaj cieczy nośnej, wymiary i kształt cząsteczek lodu oraz wymiary przewodu na wartość uzyskiwanych strat ciśnienia. Badacze tematu są zgodni, co do faktu, że opory przepływu lodu zawiesinowego rosną wraz ze wzrostem prędkości średniej, a także udziału masowego lodu [5], [42]. W pracy o charakterze przeglądowym [5] stwierdzono, że straty ciśnienia występujące podczas przepływu wodnej zawiesiny lodowej są zazwyczaj wyższe od strat ciśnienia występujących podczas przepływu wody. Różnica pomiędzy oporami przepływu lodu zawiesinowego i wody zmniejsza się jednak wraz ze wzrostem prędkości. Przy prędkościach $w_m > 1{,}5 \mathrm{ms}^{-1}$ i średnicach cząstek lodu wynoszących d_s=12 mm w pracach [43], [44] zaobserwowano zrównanie się oporów przepływu zawiesiny lodowej i wody. Porównując ilościowo dane na temat mierzonych spadków ciśnienia, zaprezentowane w publikacjach [27], [43], [45], [46], można zauważyć, że opory lodu zawiesinowego rosną wraz ze wzrostem wymiarów cząstek stałych i zmniejszaniem się średnicy hydraulicznej przewodu. W pracy [8] pokazano, że istnieją zakresy prędkości, dla których straty ciśnienia przy przepływie zawiesiny lodowej są niższe niż straty ciśnienia mierzone przy przepływie cieczy nośnej. Zjawisko takie zauważono zarówno dla przepływu w rurach jak i kanałach poziomych. Podobne obserwacje przedstawiono w pracy [47] gdzie dla udziałów masowych lodu nieprzekraczających $x_s <$ 22% opory przepływu lodu zawiesinowego były bardzo bliskie oporom przepływu cieczy

nośnej. Z uwagi na powyższy fakt, do opisu przepływu zawiesiny lodowej nie należy stosować koncepcji Newitta [48] zakładającej superpozycję przepływu cieczy nośnej i cząstek stałych, z której wynika, że gradient ciśnienia hydraulicznego zawiesin jest w całym zakresie prędkości przepływu większy od odpowiedniego gradientu cieczy nośnej.

Celem ilościowego opisu spadków ciśnienia występujących podczas przepływu zawiesiny lodowej wykorzystywane są zależności przyporządkowane konkretnym modelom reologicznym: Binghama [21], [27], [49], [50], Herschel – Bulkley [3], [40], [41], [42], Ostwalda-de Waele [9] oraz Cassona [39]. Zastosowanie zależności Hedströma do obliczania współczynników oporów Fanninga dla cieczy Binghama wykazuje bardzo dobrą zgodność z wartościami empirycznymi w zakresie przepływu laminarnego [8]. Dla przepływu turbulentnego współczynniki oporów Fanninga są wyznaczane na podstawie zależności Tomity [14] lub własnych zależności empirycznych [31]. Zastosowanie zależności Tomity przeszacowuje otrzymywane wartości o około 10% [8]. W przypadku pozostałych modeli reologicznych podejście do problemu obliczania współczynników oporów Fanninga jest bardzo podobne. W pracach [21], [38] można znaleźć zestawienie klasycznych zależności pozwalających wyznaczać straty ciśnienia przy przepływie laminarnym dla modeli Ostwalda-de Waele, Herschel – Bulkley oraz Cassona. W przypadku przepływu turbulentnego straty ciśnienia są obliczane na podstawie zależności pół-empirycznych lub empirycznych [21], [51]. Zależności te wykazują nie zawsze dobrą zgodność z wynikami badań doświadczalnych [14]. Dla modelu Cassona w pracy [52] zaproponowano funkcję pozwalającą na obliczanie współczynnika strat ciśnienia z dokładnością 5…20%. Najwyższa dokładność była uzyskiwana dla liczb Cassona $Ca < 1000$. W przypadku zastosowania modelu Ostwalda-de Waele i zależności Dodge'a – Metznera dla zakresu turbulentnego w pracy [38] rozbieżności z danymi doświadczalnymi wynosiły nawet 30%. Zastosowanie modelu Herschel – Bulkley w publikacji [41] pozwoliło osiągnąć wysoką zgodność z wynikami empirycznymi dla zakresu laminarnego oraz turbulentnego, ale zupełnie nie sprawdziło się w obszarze przejściowym. Dopiero modyfikacja przyjętego modelu oraz zastosowanie zależności Hedströma dla niskich wartości szybkości ścinania i zaproponowanie własnej zależności dla wysokich wartości szybkości ścinania pozwoliło osiągnąć zadawalającą dokładność. Alternatywne podejście do problemu wyznaczania współczynników oporów Fanninga zaproponowano w pracach [14], [51]. Wprowadzono tam uogólnioną postać liczby Reynoldsa, co pozwala traktować przepływ zawiesiny lodowej jako uogólniony przepływ cieczy nienewtonowskiej. Rozwiązanie takie umożliwia obliczanie współczynników oporów dla przepływu laminarnego z prostej zależności Fanninga. Dla zakresu turbulentnego współczynniki oporów Fanninga mogą być

obliczane z zależności Blasiusa lub zależności Dodge'a – Metznera. Przedstawione podejście pozwoliło na osiągnięcie wysokiej zgodności z danymi empirycznymi. W przypadku przepływu laminarnego w rurach, średnia względna różnica pomiędzy wartościami obliczonymi i zmierzonymi była mniejsza od 5%, a dla przepływu turbulentnego nie przekraczała 10% [51]. Istotną zaletą zaproponowanego podejścia jest również możliwość obliczania współczynników oporów Fanninga dla kanałów o przekroju prostokątnym przy zastosowaniu tych samych równań. Wymaga to jedynie wyznaczenia wartości stałych Kozickiego zależnych od geometrii przepływu. Zaprezentowane w pracach [14], [51] wyniki dowodzą, że wykorzystanie wspomnianego podejścia do obliczania współczynników oporów Fanninga dla przepływu zawiesiny lodowej w kanałach o przekroju prostokątnym i szczelinowym pozwala uzyskać mniejszą od 10% rozbieżność z wartościami zmierzonymi.

W celu numerycznego wyznaczania oporów przepływu zawiesiny lodowej powszechnie wykorzystuje się modele wielofazowe. W literaturze przedmiotu można znaleźć prace, w których zastosowano model Euler-Euler [53], [54], [55], [56] oraz Mixture [50], [57], [58] do modelowania przepływu zawiesiny lodowej w rurach poziomych. Rezultaty zaprezentowane w powyższych pracach potwierdzają prawdziwość wyników badań laboratoryjnych, co do wpływu prędkości, udziału masowego lodu, stężenia początkowego cieczy nośnej, wymiarów i kształtu cząsteczek lodu oraz wymiarów przewodu na wartość uzyskiwanych strat ciśnienia. Wykorzystanie modelu Euler-Euler w pracy [55] pozwoliło wyznaczać straty ciśnienia z dokładnością +/- 20% w stosunku do badań empirycznych oraz stwierdzić, że opory przepływu są rosnącą funkcją prędkości i udziału masowego lodu. W publikacji [50] pokazano, że do modelowania przepływu lodu zawiesinowego w rurze w obszarze laminarnym jak i turbulentnym można wykorzystać zarówno model Euler-Euler jak i model Mixture uzyskując względną rozbieżność z danymi eksperymentalnymi nieprzekraczającą 10%. W pracy [58] w rezultacie aplikacji modelu Mixture stwierdzono, że z uwagi na możliwość zatykania się przewodów na skutek aglomeracji cząstek stałych udział masowy lodu nie powinien przekraczać 25%, a rozmiar kryształków lodu nie powinien być większy od 0,1mm. W efekcie zastosowania modelu Mixture w publikacji [57] wskazano, że straty ciśnienia podczas przepływu zawiesiny lodowej znacząco rosną wraz ze wzrostem rozmiaru kryształków lodu i zmniejszaniem się średnicy rury. Modelowanie numeryczne przepływu lodu zawiesinowego pozwoliło także wyznaczyć profile prędkości oraz udziału masowego fazy stałej, co jest niezwykle trudne tylko w oparciu o badania laboratoryjne. Przegląd literatury w tym zakresie przedstawiono w podrozdziale 1.5 niniejszej pracy.

1.3.2. Wertykalny przepływ zawiesin w tym zawiesiny lodowej w przewodach prostych

Pomimo istnienia licznych prac poświęconych wyznaczaniu oporów przepływu zawiesin lodowych w przewodach poziomych niewiele jest publikacji poruszających tematykę oporów przepływu występujących w przewodach pionowych. Prace [59], [60] odnoszą się do badań przepływowych i cieplnych zawiesiny lodowej 6,2% chlorku sodu podczas przepływu do góry w pionowym kanale prostokątnym o wymiarach 0,025x0,305x0,533m. Stanowią one źródło informacji na temat profili prędkości i profili udziałów masowych lodu w przekroju poprzecznym przepływu (rozdział 1.5), jednakże brakuje w nich danych dotyczących strat ciśnienia. Brak szerszych badań przepływu zawiesin lodowych w kanałach pionowych sprawia, że po uwzględnieniu relacji gęstości cząstek stałych i cieczy nośnej, ekstrapolacja wyników badań dla innych zawiesin pozwala jakościowo opisać adiabatyczny, wertykalny przepływ zawiesiny lodowej. Praca [61], dotycząca transportu bazaltu (d_s=11,5mm) w rurach pionowych (d_i=0,1m), umożliwia jakościowe porównanie różnic występujących podczas przepływu w górę i w dół, ale również wyłącznie w obrębie profili prędkości i profili udziałów masowych lodu. W publikacji [62] pokazano wpływ udziału masowego fazy stałej, prędkości oraz kąta nachylenia rury (d_i=0,1m) na straty ciśnienia występujące przy przepływie mieszaniny dwufazowej bazalt – woda. Podczas pionowego przepływu zauważono zwiększanie się oporów wraz ze wzrostem udziału masowego bazaltu oraz prędkości medium. Zmierzone straty ciśnienia podczas wertykalnego przepływu były jednak takie same niezależnie od kierunku. Nowsze badania dotyczące przepływu zawiesiny lodowej powstałej na bazie wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=2…10%) w rurze (d_i=0,0075m, L=1m) dowodzą jednak, że straty ciśnienia podczas spływu w dół są większe niż podczas przepływu do góry [63]. Zgodnie z wnioskami zaprezentowanymi w [63] rozbieżność ta wynika z faktu, iż podczas spływu w dół siła wyporu działająca na cząsteczki lodu ma przeciwny zwrot w stosunku do zwrotu wektora prędkości. Celem zbadania wpływu siły wyporu na straty ciśnienia w pracy [63] zdefiniowania liczbę Froudea. Pokazano, że oddziaływanie siły wyporu jest tym istotniejsze im liczba Froudea jest mniejsza. Dla małych liczb Froudea, odpowiadających dużej rozbieżności pomiędzy gęstością fazy stałej i cieczy nośnej, opory przepływu mierzone przy spływie w dół mogą być nawet o kilkanaście procent większe w stosunku do wartości uzyskiwanych przy przepływie w górę.

Szerszą wiedzę na temat oporów przepływu w pionowych przewodach prostych dostarczają prace poświęcone modelowaniu numerycznemu. Publikacja [64] dotyczy modelowania CFD przepływu w rurze (d_i=0,023m, L=2m) zawiesiny lodowej o udziale

masowym lodu x_s=10% i początkowym stężeniu wodnego roztworu etanolu wynoszącym X_{Vai}=10,3% z prędkością w_m=1ms^{-1}. Zastosowano w niej model Euler-Euler celem analizowania zarówno przepływu w górę jak i spływu w dół. Zauważono, że straty ciśnienia przy spływie lodu zawiesinowego w dół są większe o około 12% w stosunku do przepływu w górę, co potwierdza doniesienia eksperymentalne zaprezentowane w publikacji [63]. W pracy [55], przy wykorzystaniu modelu Euler–Euler, analizowano adiabatyczny przepływ w rurze (d_i=0,024m, L=5m) zawiesiny lodowej powstałej na bazie wodnego roztworu glikolu etylenowego o początkowym stężeniu X_{Vai}=6,5% uzyskując zgodność obliczonych i zmierzonych spadków ciśnienia na poziomie 20%. Zaprezentowane w niej wyniki potwierdzają zgodność tezy, co do występowania większych oporów przepływu podczas spływu lodu zawiesinowego w dół, zaprezentowanej w publikacjach [63], [64]. Jednocześnie wyniki symulacji numerycznych pokazanych w [55] pozwoliły jakościowo potwierdzić rezultaty badań eksperymentalnych w zakresie wpływu prędkości oraz udziału masowego fazy stałej na uzyskiwane starty ciśnienia.

1.3.3. Przepływ zawiesiny lodowej przez łuki, kolana oraz armaturę

Eksperymentalne wyznaczanie oporów przepływu zawiesiny lodowej przez łuki, kolana oraz elementy armatury instalacyjnej było tematem licznych prac [14], [20], [65], [66], [67], [68], [69], [70], [71]. W publikacjach [65], [66] analizowano przepływ lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu glikolu propylenowego o początkowym stężeniu X_{Vai}=16% przez łuki i kolana o kącie 90^o. Praca [20] zawiera dane na temat oporów przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10…12%) przez łuki. Cechą wspólną pomiarów zaprezentowanych w [20], [65] oraz [66] jest badanie oporów przepływu dla średnic rur d_i=0,015…0.027m i prędkości nieprzekraczającej w_m<1,5ms^{-1}. Współczynniki oporów miejscowych przedstawione w rozważanych pracach rosną wraz ze wzrostem udziału masowego fazy stałej oraz maleją wraz ze wzrostem prędkości. W pracach [14] oraz [70] rozszerzono zakres badań zrealizowanych w [20], [65], [66] wskazując jednocześnie na potrzebę ich uogólnienia. Wyniki zaprezentowane w [14] oraz [70] dotyczą przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10,6%) przez łuki i kolana o średnicach rur d_i=0,01…0,02m z prędkością w_m=0,1…4,5 ms^{-1}. Udział masowy fazy stałej wynosił x_s=0…30%. Efektem analizy wyników pomiarów pokazanych w [14] oraz [70] było zaproponowanie zależności pozwalających na wyznaczanie współczynnika oporów miejscowych dla uogólnionego przepływu zawiesiny lodowej zarówno w obszarze laminarnym jak i turbulentnym. Wyznaczanie oporów przepływu lodu zawiesinowego, powstałego na bazie wodnego roztworu alkoholu etylowego (X_{Vai}=10,6%),

przez elementy armatury instalacyjnej było tematem prac [67], [68], [69] oraz [71]. Udział masowy fazy stałej w rozważanych badaniach wynosił x_s=5…30%. Analizowano zarówno przepływ laminarny jak i turbulentny. W pracy [67], podczas badania przepływu zawiesiny lodowej przez zawory kulowe o średnicach nominalnych d_N=0,5”...1”, zaobserwowano wzrost strat ciśnienia wraz ze wzrostem udziału masowego lodu, prędkości oraz stopnia zamknięcia zaworu. Ponadto zauważono, że w obszarze laminarnym współczynniki strat miejscowych przyjmują wyższe wartości niż w obszarze turbulentnym. Stwierdzono także, że zmierzone wartości współczynników start miejscowych dla przepływu turbulentnego są zgodne z wartościami podawanymi w literaturze dla płynów newtonowskich [72]. Takie same wnioski podano w pracy [68], w której analizowano przepływ zawiesiny lodowej przez redukcje przekrojów kanałów. Jednocześnie w analizowanej publikacji zaproponowano zależności empiryczne pozwalające na obliczanie współczynników strat miejscowych dla przepływu laminarnego przez redukcje. W pracy [69] badano przepływ lodu zawiesinowego przez zasuwy uzyskując podobne wnioski jak w pracach [67] i [68].

Modelowanie numeryczne przepływu zawiesiny lodowej przez łuki, kolana oraz elementy armatury było przedmiotem prac [6], [14], [55], [70], [73]. W publikacji [6] przy zastosowaniu modelu Mixture analizowano przepływ turbulentny lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu etanolu przez zawór regulacyjny. Udział masowy fazy stałej wynosił x_s=5…20%. Na bazie analizy zmian wartości współczynnika strat miejscowych w funkcji kąta otwarcia zaworu stwierdzono, że istnieje graniczna wartość kąta otwarcia zaworu powyżej której wartości współczynnika strat miejscowych zaczynają silnie wzrastać wraz ze zwiększaniem się udziału masowego lodu. W pracach [14] oraz [70] posłużono się modelem jednofazowym celem analizy przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10,6%) przez łuki i kolana o średnicy d_i=0,016m. Rozważono udział masowy lodu x_s=10,5% oraz x_s=27%. Średnia względna różnica pomiędzy obliczonymi i zmierzonymi stratami ciśnienia wyniosła 6,4% dla przepływu laminarnego oraz 6,2% dla przepływu turbulentnego [14]. Efektem prac [14] oraz [70] było również zaprezentowanie profili prędkości i rozkładów ciśnień w łukach i kolanach. W publikacji [55] przy wykorzystaniu modelu Euler-Euler badano przepływ turbulentny zawiesiny lodowej wodnego roztworu glikolu etylenowego (X_{Vai}=6,5%) przez kolano o średnicy d_i=0,024m. Udział masowy fazy stałej wynosił x_s=10…25%. W pracy pokazano, że straty ciśnienia w kolanie są rosnącą funkcją prędkości oraz udziału masowego lodu. Zaprezentowano również profile prędkości zawiesiny oraz profile udziału masowego fazy stałej dla kilku przekrojów kolana. Praca [73] dotyczy zastosowania modelu Euler-Euler do numerycznego symulowania

przepływu lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10%) przez kolano o średnicy d_i=0,023m z prędkością w_m=1ms^{-1} oraz w_m=3ms^{-1}. Rozważono udział masowy fazy stałej x_s=10% oraz x_s=30%. W analizowanej publikacji zaprezentowano wpływ takich czynników jak promień gięcia, średnica cząstek lodu, prędkość oraz udział masowy fazy stałej na uzyskiwane profile ciśnienia oraz profile prędkości i udziału masowego lodu dla różnych przekrojów kolana.

1.3.4. Przepływ zawiesiny lodowej w wymiennikach ciepła

Badania eksperymentalne dotyczące przepływu zawiesiny lodowej w płytowych wymiennikach ciepła są przedmiotem publikacji [65], [66], [74], [75]. Należy zaznaczyć, że określanie oporów przepływu w wymiennikach ciepła wymaga uwzględnienia zmian właściwości fizycznych lodu zawiesinowego spowodowanych zmniejszaniem się udziału masowego fazy stałej na skutek zachodzącego transportu ciepła. W pracy [74] analizowano przepływ lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=6%) o wymiarach kryształków 0,125<d_s<0,625mm przez wymiennik ciepła o wymiarze charakterystycznym kanału równym 2,1mm. Podczas badań zaobserwowano wyraźny wzrost oporów przepływu dla udziałów masowych lodu $x_s > 20\%$. Dla niższych zawartości lodu ($x_s < 20\%$) opory przepływu były prawie stałe. W pracach [65] oraz [66] badano współpracę pompy z instalacją, w której przepływała zawiesina lodowa wodnego roztworu glikolu propylenowego (X_{Vai}=16%) zasilająca płytowy wymiennik ciepła o wymiarze charakterystycznym kanału wynoszącym 4mm. W rozważanych publikacjach zauważono, że opory przepływu lodu zawiesinowego rosną wraz ze wzrostem prędkości oraz udziału masowego fazy stałej. Powyższy fakt potwierdzają także wyniki badań zaprezentowane w [75] dotyczące przepływu lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu glikolu propylenowego (X_{Vai}=5%) przez wymiennik ciepła o wymiarze charakterystycznym kanału wynoszącym 4mm. Istotną wadą rozważanych prac [65], [66], [74], [75] oraz [76], dotyczących oporów przepływu zawiesiny lodowej w płytowych wymiennikach ciepła, jest fakt, iż odnoszą się one do wymienników o konkretnej geometrii, a wyniki w nich zaprezentowane nie zostały uogólnione. Próbę podania uogólnionej zależności na współczynnik start ciśnienia podjęto w pracy [77], która dotyczyła wymiennika płytowego o wymiarze charakterystycznym kanału wynoszącym 4mm. Zaproponowano w niej zależność służącą do obliczania współczynnika strat ciśnienia dla przepływu turbulentnego zawiesiny powstałej na bazie wodnego roztworu bromku tetra-n-butyloamoniowego, określanej w literaturze skrótem TBAB CHS. Rozważana wielkość jest przedstawiona jako funkcja zmodyfikowanej liczby Reynoldsa według Metznera-Reeda, która swoją postacią przypomina

zależność Blasiusa. Prace [78], [79] oraz [80] zostały poświęcone wymianie ciepła oraz stratom ciśnienia zawiesiny lodowej podczas przepływu przez odpowiednio wymiennik płaszczowo-rurowy, wężownicę oraz wymiennik typu rura w rurze. Cechą wspólną wspominanych publikacji jest fakt, iż z punktu widzenia geometrii przepływ stanowi superpozycję przepływu przez rury oraz kolana. W pracy [78], podczas analizy przepływu lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu glikolu etylenowego (X_{Vai}=5,1%), stwierdzono, że współczynnik strat liniowych dla przepływu turbulentnego można wyznaczać z zależności Filonenko uzyskując rozbieżność z danymi empirycznymi na poziomie +/-15%. Podobną dokładność uzyskuje się stosując zależność empiryczną na współczynnik strat liniowych zaproponowaną w publikacji [79]. W pracy [80] zauważono, że straty ciśnienia podczas przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10%) maleją wraz ze zmniejszaniem się udziału masowego fazy stałej, aż do osiągnięcia minimum lokalnego odpowiadającego krytycznej wartości udziału masowego lodu. Wskazano, że krytyczny udział fazy stałej jest tym mniejszy im mniejsza jest prędkość przepływu. Dla udziałów masowych lodu mniejszych od wartości krytycznej stwierdzono, że straty ciśnienia nie zmieniają się znacząco.

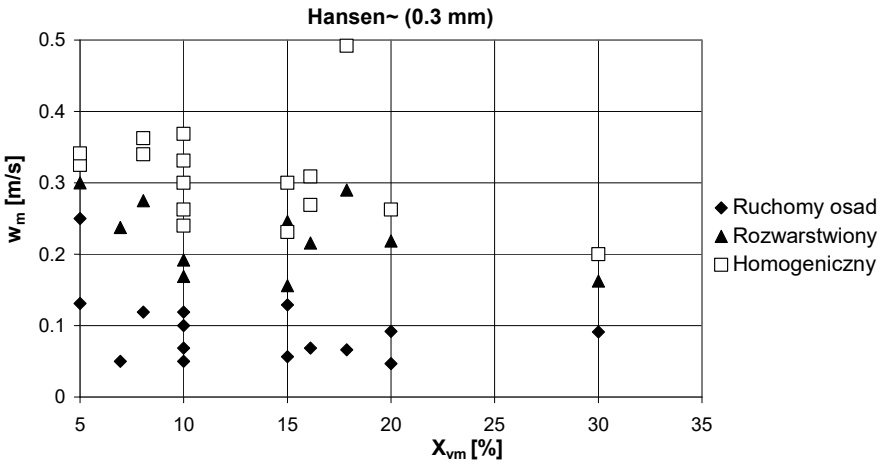
Modelowanie numeryczne transportu ciepła oraz przepływu zawiesiny lodowej przez wymienniki ciepła było tematem prac [81], [82] oraz [83]. W publikacji [81] przy wykorzystaniu modelu Mixture badano przepływ lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu glikolu etylenowego (X_{Vai}=16%) przez wymiennik rurowo-lamelowany o płasko-owalnym kształcie rur. Udział masowy lodu był równy x_s=14%. W rozważanej pracy skupiono się na optymalizacji konstrukcji wymiennika pod kątem maksymalizacji transportu ciepła oraz ograniczenia strat ciśnienia powietrza analizując różne kąty ustawienia żaluzji oraz odległości między lamelami. Z punku widzenia przepływu lodu zawiesinowego wskazano, że straty ciśnienia zaczynają gwałtownie rosnąć powyżej prędkości w_m>1,6ms^{-1}. W pracy [82] podjęto się znalezienia optymalnego udziału masowego lodu, strumienia przepływu zawiesiny lodowej oraz długości wymiennika typu rura w rurze pod kątem osiągnięcia maksymalnej wydajności wymiennika przy najniższej mocy potrzebnej do pompowania zawiesiny. W efekcie zastosowania własnego modelu empirycznego, służącego do wyznaczania współczynnika strat liniowych oraz liczby Nusselta, wskazano, że optymalna wydajność pracy wymiennika ciepła zasilanego lodem zawiesinowym jest uzyskiwana dla wysokich udziałów masowych fazy stałej i niskich wartości strumienia masowego zawiesiny. Publikacja [83] dotyczy modelowania wymiany ciepła i przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10,6%) przez spiralny wymiennik ciepła o średnicy rury

d_i=0,024m. W rozważanej pracy stwierdzono, że straty ciśnienia rosną wraz ze wzrostem udziału masowego lodu oraz liczby Deana, która uwzględnia wpływ zakrzywienia rur oraz sił odśrodkowych zarówno na transport ciepła jak i opory przepływu.

1.4. Struktury przepływu zawiesiny lodowej w przewodach prostych

Z punktu widzenia bezpieczeństwa eksploatacji instalacji chłodniczej należy unikać niehomogenicznych struktur przepływu zawiesiny lodowej [14]. Przepływ lodu zawiesinowego o strukturze heterogenicznej lub ruchomego osadu niesie ze sobą niebezpieczeństwo przytykania się instalacji. Istotna jest więc znajomość parametrów krytycznych, takich jak średnica hydrauliczna przewodu, prędkość średnia czy udział masowy fazy stałej, dla których ma miejsce zmiana struktury przepływu [31].

Występowanie niezerowej prędkości poślizgu rozumianej jako różnica średnich prędkości cząstek stałych i cieczy nośnej świadczy o tym, że przepływ jest niehomogeniczny. Wyniki badań zaprezentowane w pracy [32] pozwalają określić minimalne wartości prędkości, powyżej których dla założonego udziału masowego lodu średnia prędkość poślizgu jest równa zero i przepływ ma charakter homogeniczny [14]. Dotyczą one przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=16%) w rurze o średnicy d_i=0,05m (rysunek 1.2). Na ich podstawie można zauważyć, że graniczna prędkość, powyżej której przepływ jest homogeniczny maleje wraz ze wzrostem udziału masowego fazy stałej. Analiza rysunku 1.2 pozwala również stwierdzić, że niezależnie od udziału masowego lodu poniżej średniej prędkości w_m<0,15ms^{-1} przepływ ma charakter ruchomego osadu natomiast powyżej prędkości w_m>0,3ms^{-1} ma on charakter homogeniczny. Dla prędkości średniej zawiesiny lodowej mieszczącej się w zakresie 0,15<w_m<0,3ms^{-1} przepływ jest homogeniczny lub heterogeniczny w zależności od udziału masowego fazy stałej. Wyniki badań zaprezentowane w publikacji [84], dotyczącej przepływu lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=6,5%) w rurze o średnicy d_i=0,024m, potwierdzają, że funkcja granicznej prędkości powyżej której przepływ staje się homogeniczny i udziału masowego lodu jest malejąca.



Rysunek 1.2. Struktury przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=16%) o rozmiarach kryształków lodu d_s=0,3mm w rurze o średnicy d_i=0,05m [14]

Najbardziej niekorzystny z punktu widzenia zarówno bezpieczeństwa jak i względów ekonomicznej opłacalności jest przepływ zawiesiny lodowej o strukturze ruchomego osadu [14], [53]. W pracach [5] oraz [21] wskazano na znaczący wzrost oporów przepływu lodu zawiesinowego wywołany zmianą struktury przepływu z przepływu heterogenicznego w przepływ przybierający formę ruchomego osadu. Jednocześnie w pracy [53] podniesiono kwestię konieczności unikania przepływu o strukturze ruchomego osadu celem zapewnienia bezpiecznej oraz stabilnej eksploatacji instalacji chłodniczej, a także podano zależność Duranda pozwalającą na obliczanie minimalnej prędkości przepływu, powyżej której przepływ jest heterogeniczny. Dostępne metody służące do wyznaczania tej wielkości zwanej prędkością osadzania zostały szczegółowe opisane w publikacji [21]. Wśród rozważanych metod można wymienić metody polegającą na wykorzystaniu profilu udziału masowego lodu lub profilu prędkości fazy stałej, metodę naocznej obserwacji oraz najszybszą a zarazem najmniej precyzyjną (dokładność +/-20%) metodę polegającą na zastosowaniu zależności empirycznych. Wśród zależności empirycznych podanych w pracy [21] można znaleźć zależność Duranda oraz własną zależność zaproponowaną przez autorów publikacji. Zgodnie z tą zależnością prędkość osadzania jest funkcją niemonotoniczną udziału masowego lodu i posiada maksimum dla x_s≈15…20%.

1.5. Profile prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych

Zgodnie z informacjami podanymi w pracy [21] znajomość profili prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych jest istotna zarówno w celu zidentyfikowania struktury przepływu zawiesiny lodowej jak i zrozumienia relacji pomiędzy uzyskanymi profilami a mierzonymi oporami przepływu.

Zagadnienie wyznaczania profili prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych w przewodach prostych można podzielić ze względu na kierunek przepływu lodu zawiesinowego, który może być horyzontalny lub wertykalny.

1.5.1. Horyzontalny przepływ zawiesiny lodowej w przewodach prostych

Wyznaczanie profili prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych w sposób eksperymentalny jest procesem skomplikowanym i kosztownym [57]. W literaturze przedmiotu można znaleźć tylko nieliczne prace [7], [85] w których profile prędkości kryształków lodu zostały wyznaczone przy pomocy technik ultradźwiękowych bazujących na efekcie Dopplera. Obie wspomniane prace dotyczą przepływu zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (x_{ai}=11%) o udziale masowym fazy stałej x_s=16% przez rurę o średnicy d_i=0,023m. Analiza wyznaczonych eksperymentalnie profili prędkości wskazuje, że poprzeczny profil prędkości cząstek lodu jest prawie symetryczny dla prędkości średniej lodu zawiesinowego w_m>0,54ms^{-1}. Jednocześnie dla niskich prędkości w_m≈0,2ms^{-1} rozważany profil jest silnie asymetryczny. W takich warunkach w górnej części rury obserwuje się przepływ zawiesiny i cząstek lodu ze znacznie niższą prędkością niż w dolnej części rury, co można tłumaczyć niehomogenicznym charakterem przepływu polegającym na zwiększonym udziale masowym fazy stałej przy górnej ściance rury. W pracach [53], [56] oraz [86] stwierdzono, że brak jest w literaturze eksperymentalnie wyznaczonych profili udziału objętościowego lodu dla przepływu horyzontalnego. Z uwagi na powyższy fakt w publikacji [86], celem walidacji modelu CFD pod kątem poprawnego obliczania profili udziału fazy stałej, posłużono się wynikami badań zawartymi w pracy [87] (przepływ w rurze o średnicy d_i=0,0549m wodnej zawiesiny szklanych koralików o średnicach 125μm oraz 400μm). Rozważane badania [87] wykazały, że asymetria profilu koncentracji cząstek stałych pogłębia się wraz ze spadkiem prędkości przepływu i udziału masowego fazy stałej.

Alternatywą dla eksperymentalnego wyznaczania profili prędkości i udziału objętościowego lodu jest zastosowanie modeli analitycznych. W pracy [31] zaproponowano, aby profil koncentracji fazy stałej wykreślać w oparciu o model Dorona. Analizowano w niej przepływ zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10%) z prędkością w_m=0,25…2ms^{-1} w rurach o średnicach d_i=0,0272…0,2m. Udział masowy kryształków lodu o średnicach d_s=1mm wynosił x_s=5…25%. Zastosowanie wspomnianego modelu wykazało, że dla prędkości w_m≥2ms^{-1} udział fazy stałej wzdłuż pionowej osi symetrii przekroju poprzecznego rury jest prawie jednakowy i przepływ jest homogeniczny. Dla niskich prędkości w_m≤0,5ms^{-1} przepływ ma charakter ruchomego osadu, a znakomita większość

kryształków lodu porusza się wzdłuż górnej ścianki rury. W publikacji [86] wskazano jednak, że rozważany model nie daje możliwości wyznaczenia profilu prędkości cząstek lodu. W pracy [53] zaprezentowano model analityczny oparty na równaniach rządzących dla przepływu wielofazowego pozwalający na wyznaczanie strat ciśnienia osobno dla każdej fazy, profilu koncentracji oraz profilu prędkości fazy stałej. Rozważany model został zwalidowany w oparciu o eksperymentalnie wyznaczone straty ciśnienia podane w [8]. Przy pomocy wspomnianego modelu analizowano przepływ zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=13,1%) w zakresie prędkości w_m=0,22…2,07ms^{-1}, w rurze o średnicy d_i=0,016m. Udział masowy fazy stałej wynosił x_s=26,1…30%, a średnica kryształków była równa d_s=1mm. Wyniki uzyskane w efekcie zastosowania tego modelu potwierdzają jakościowo doniesienia zaprezentowane w publikacjach [7] oraz [85] na temat kształtu profili prędkości cząstek lodu oraz informacje na temat kształtu profili udziału fazy stałej podane w publikacji [31].

Wykorzystanie modelowania numerycznego pozwala uzyskać szczegółowe dane na temat przepływu zawiesiny lodowej w sposób szybki i wydajny [57]. Doniesienia literaturowe dotyczące profili prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych wyznaczonych przy pomocy modelowania CFD można znaleźć w pracach [50], [53], [54], [56], [57]. W publikacji [50] wykorzystano model mieszaniny do analizy wpływu prędkości średniej oraz udziału masowego lodu na kształt profili prędkości medium. Analizowano przepływ zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=13,1%), w rurze o średnicy d_i=0,016m. Zakres symulacji numerycznych dotyczył prędkości średnich w_m=0,29…3,04ms^{-1} oraz udziałów masowych lodu x_s=3,4…30%. Zauważono, że wraz ze wzrostem udziału masowego lodu profil prędkości staje się bardziej płaski a maksymalna prędkość jest niższa. W symulacjach numerycznych zaprezentowanych w pracy [54] wykorzystano model Euler-Euler do analizowania wpływu prędkości, udziału masowego lodu, średnicy kryształków lodu oraz stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu na profile prędkości oraz udziału objętościowego cząstek stałych. Zakres badań obejmował przepływ lodu zawiesinowego powstałego na bazie wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=0…10%) przez rurę o średnicy d_i=0,023m i długości L=2m z prędkością w_m=1…3ms^{-1}. Udział masowy cząstek stałych przyjmował wartości x_s=9,4…28,9%, a ich średnica d_s=0,10…0,40mm. W efekcie wykonanych symulacji stwierdzono, że wraz ze wzrostem prędkości zawiesiny, udziału masowego cząstek stałych oraz stężenia początkowego etanolu przepływ staje się bardziej homogeniczny. Z drugiej strony wskazano, że wzrost średnicy cząstek lodu sprzyja generowaniu przepływu heterogenicznego. W pracy nie zaobserwowano występowania

asymetrii profilu prędkości, co wynikało z tego, że badano przepływ z prędkością większą od 1ms^{-1}. Wyniki i wnioski przedstawione w [54] znajdują potwierdzenie w pracy [56], w której również przy pomocy modelu Euler-Euler analizowano profile prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych przy przepływie zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym etanolu X_{Vai} = 10,6% w przewodzie o średnicy d_i=0,023m. Wykresy prędkości i udziału cząstek stałych pokazane w pracy [53], której zakres tematyczny omówiono w poprzednim akapicie, otrzymano przy pomocy własnego modelu analitycznego, ale także w wyniku zastosowania modelu Euler-Euler. Uzyskane w wyniku symulacji numerycznych profile wskazują na gromadzenie się kryształków lodu w górnej części rury w przypadku przepływu z niską prędkością w odróżnienu od przepływu z dużą prędkością. W rozważanej sytuacji profil prędkości lodu zawiesinowego w rurze nie jest symetryczny. W publikacji [57] wykorzystano model Mixture celem analizowania wpływu prędkości średniej oraz średnicy kryształków lodu na profile prędkości i udziału fazy stałej. Zakres symulacji numerycznych obejmował przepływ zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu (X_{Vai}=10,3%) w rurze o średnicy d_i=0,009m z prędkością w_m=0,1796…0,5389ms^{-1}. Udział masowy lodu był równy x_s=10% a średnica kryształków przyjmowała wartości d_s=0,10…1,2mm. Wyniki badań zaprezentowane w rozważanej pracy potwierdzają doniesienia przedstawione w publikacji [54] na temat wpływu średnicy kryształków lodu oraz prędkości przepływu na uzyskiwane profile udziałów masowych. W przeciwieństwie do publikacji [7], [53] oraz [85] w omawianej pracy ze względu na niską średnicę rury nie odnotowano występowania asymetrii profili prędkości, pomimo iż analizowano przepływ z niską prędkością.

1.5.2. Wertykalny przepływ zawiesiny lodowej w przewodach prostych

Wyznaczanie i analiza profili prędkości i koncentracji cząstek lodu podczas wertykalnego przepływu zawiesiny lodowej były tematem nielicznych prac. W publikacjach [53], [56] wskazano, że wyniki badań eksperymentalnych dotyczących omawianej tematyki można znaleźć wyłącznie w pracach [59] oraz [60]. Celem wyznaczenia profili udziału objętościowego fazy stałej we wspomnianych pracach zastosowano technikę polegającą na pobieraniu próbek lodu zawiesinowego podczas jego przepływu, które następnie były kierowane do kalorymetru. Pomiar profili prędkości medium był realizowany przy pomocy anemometru wyposażonego w stożkową sondę typu gorący drut. Zakres badań obejmował przepływ i wymianę ciepła zawiesiny lodowej chlorku sodu (x_{ai}=6,2%) w kanale pionowym o długości L=0,533m i poprzecznym przekroju prostokątnym 0,025x0,305m. Rozważono wyłącznie przepływ do góry. Udział masowy lodu oraz prędkość średnia nie przekraczały odpowiednio X_{Vs}=16% oraz w_m=0,15ms^{-1}. W rozważanej pracy [59] zaprezentowano

niemonotoniczne, symetryczne względem osi symetrii kanału profile prędkości oraz udziału fazy stałej, których zróżnicowanie zależy od udziału cząstek stałych. Dla niskich wartości średniego udziału transportowego (X_{VDTC}<11%) najniższe udziały objętościowe lodu występowały w środkowej części kanału. Lokalny wzrost udziału objętościowego cząstek lodu obserwowano natomiast na ściankach kanału. Dla średnich udziałów transportowych z przedziału 13%<X_{VDTC}<16% charakterystyczne było wyrównanie profilu udziału cząstek stałych z jednoczesnym przesunięciem maksymalnego ich udziału w kierunku rdzenia kanału. W publikacji [59] wykazano również, że dla zawiesin lodowych iloraz maksymalnego udziału objętościowego do średniego udziału transportowego $X_{V\max}/X_{VDTC}$ w poprzecznym przekroju kanału mieści się w zakresie $X_{V\max}/X_{VDTC}$=0,91-1,09.

Wyniki obliczeń numerycznych dotyczących wyznaczania profili prędkości i udziału fazy stałej podczas przepływu zawiesiny lodowej w rurach pionowych były prezentowane w pracach [55] oraz [64]. W publikacji [55] wykorzystując model Euler–Euler analizowano adiabatyczny przepływ w rurze (d_i=0,024m, L=5m) zawiesiny lodowej wodnego roztworu glikolu etylenowego (X_{Vai}=6,5%). Zakres symulacji numerycznych obejmował udziały objętościowe lodu i prędkości średnie zawierające się w przedziałach odpowiednio X_{Vs}=0…25% oraz w_m=0,95…2,25ms^{-1}. Profile udziału objętościowego lodu wyznaczone w pracy [55] wykazały spadek udziału fazy stałej w sąsiedztwie ścianek rury. Dla wyższych prędkości oraz wyższych średnich udziałów objętościowych lodu zaobserwowano występowanie maksymalnego udziału cząstek stałych w odległości równej około 0,2xd_i od ścianki rury. Profile prędkości zawiesiny lodowej pokazane w publikacji [55] są symetryczne, co uzasadniono faktem, iż profile udziału fazy stałej są również symetryczne. W rozważanej pracy nie odnotowano wpływu kierunku przepływu na kształt profili prędkości oraz nie wyjaśniono przyczyn zaobserwowania różnych kształtów profili udziału fazy stałej dla spływu w dół oraz przepływu w górę. Badania numeryczne przedstawione w publikacji [64] obejmują pionowy przepływ w rurze (d_i=0,023m, L=2m) zawiesiny lodowej o udziale masowym lodu x_s=10% i początkowym stężeniu wodnego roztworu etanolu wynoszącym X_{Vai}=10,3%. Prędkość przepływu była równa w_m=1ms^{-1}. Pokazane w pracy profile udziału objętościowego kryształków lodu dla przekroju poprzecznego rury wskazują, że udział fazy stałej nie zmienia się w znaczący sposób w funkcji odległości od środka symetrii rury, co potwierdza doniesienia na ten temat zaprezentowane dla niskich prędkości w pracy [55]. Przedstawione w omawianej publikacji [64] profile prędkości cząstek stałych są symetryczne. Jednocześnie w pracy [64] nie zauważono wpływu kierunku przepływu na kształt profili prędkości i udziału objętościowego lodu.

Zestawienie wyników badań dotyczących przepływu poziomego oraz pionowego zawiesiny lodowej zostało przedstawione w formie tabelarycznej. W tabeli 1.4 podano doniesienia literaturowe dotyczące badań eksperymentalnych natomiast w tabeli 1.5 zaprezentowano rezultaty symulacji numerycznych.

Tabela 1.4. Badania eksperymentalne przepływu zawiesiny lodowej

Badana zawiesina	**Zakres badań**	**Wnioski**	**Publikacja**
X_{Vai}=10,6% etanolu	przepływ poziomy w rurach (d_i=0,01…0,02m, L=4,6m), X_{Vs}=0…31,5%, w_m=0,1…4,5 ms^{-1}	$\Delta p/L$ rosną wraz ze wzrostem w_m oraz X_{Vs}, istnieją zakresy prędkości, dla których opory przepływu zawiesiny są niższe niż opory przepływu cieczy nośnej	[8]
X_{Vai}=10,6% etanolu	przepływ poziomy w kanałach 0,078x0,0265m o L=3m oraz 0,003x0,0358m o L=2m, X_{Vs}=0…31,5%, w_m=0,1…4,5 ms^{-1}	efekt przebicia zauważony w [8] obserwowany także dla przepływu w kanałach, $\Delta p/L$ większe dla przepływu w kanale w porównaniu do przepływu w rurze o zbliżonej d_h, potraktowanie przepływu zawiesiny lodowej jako uogólnionego przepływu cieczy nienewtonowskiej	[51]
X_{Vai}=9% chlorku sodu	przepływ poziomy w rurach (d_i=0,016..0,035m), X_{Vs}=5,7…27,9%, w_m=0,…2,5 ms^{-1}	$\Delta p/L$ rośnie wraz ze wzrostem X_{Vs} dla w_m<1,5ms^{-1}, dla wyższych w_m straty ciśnienia nie zależą od X_{Vs}, $\Delta p/L$ zależy od stosunku średnicy cząstek lodu i średnicy rury d_s/d_i	[41]
X_{Vai}=10,3% etanolu	przepływ poziomy w rurach (d_i=0,009..0,025m), X_{Vs} =5,3…31,5%, w_m=0,2…2 ms^{-1}	$\Delta p/L$ rosną wraz ze wzrostem w_m oraz X_{Vs}, wraz ze spadkiem średnicy rury d_i gwałtownie rosną straty $\Delta p/L$, zauważalny efekt przebicia jak w pracy [8]	[88]
X_{Vai}=10% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,022m), X_{Vs}=0…30%, w_m=0,32…1,84ms^{-1}	$\Delta p/L$ rosną wraz ze wzrostem X_{Vs}, ale dla w_m>1,3ms^{-1} obserwuje się spadek wartości $\Delta p/L$ dla X_{Vs} ≈15,9%, dla X_{Vs}>15,9% $\Delta p/L$ rosną gwałtownie	[89]
X_{Vai}=13,5% etanolu	techniki ultradźwiękowe, przepływ poziomy w rurze (d_i=0,023m), X_{Vs}=17%, w_m=0,15…0,54ms^{-1}	symetryczny profil prędkości cząstek lodu dla w_m>0,54ms^{-1}, dla w_m≈0,2ms^{-1} profil prędkości silnie asymetryczny	[7], [85]
X_{Vai}=3% chlorku sodu	**przepływ w górę w kanale prostokątnym** 0,025x0,305m o L=0,533m, X_{Vs}=16% , w_m=0,15ms^{-1}	brak informacji o $\Delta p/L$, symetryczne względem osi symetrii kanału profile prędkości i koncentracji fazy stałej	[59], [60]
X_{Vai}=2…10% etanolu	**przepływ w górę i w dół w rurze** (d_i=0,0075m), L=1m, X_{Vs}=16%, Re=1000…4000	$\Delta p/L$ podczas spływu w dół większe niż dla przepływu do góry o 2…14%, $\Delta p/L$ rosną wraz ze wzrostem X_{Vs}	[63]

Tabela 1.5. Badania numeryczne przepływu zawiesiny lodowej

Badana zawiesina	**Zakres badań**	**Wnioski**	**Publikacja**
X_{Vai}=13,1% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,016m), X_{Vs}=0…31,5%, w_m=0,29…3,04ms^{-1}	wraz ze wzrostem X_{Vs} profil prędkości bardziej płaski a w_{max} niższa, modelowanie przepływu lodu zawiesinowego w rurze możliwe przy pomocy modelu Euler-Euler oraz Mixture	[50]
X_{Vai}=0…20% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,01…0,03m), X_{Vs}=0…50%, model Mixture	zalecenia praktyczne dotyczące transportu zawiesiny lodowej m. in. z uwagi na możliwość zatykania kanałów X_{Vs} <27%, rozmiar kryształków lodu d_s<0,1mm	[58]
X_{Vai}=10,3% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,009m), X_{Vs}=10,7%, w_m=0,18…0,54ms^{-1} model Mixture	$\Delta p/L$ rosną wraz ze wzrostem rozmiaru kryształków lodu d_s i zmniejszaniem się średnicy rury d_i, wzrost d_s i spadek w_m sprzyjają generowaniu przepływu heterogenicznego	[57]
X_{Vai}=0…10% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,023m, L=2m), X_{Vs}=10…30,4%, w_m=1…3ms^{-1}, model Euler-Euler	przepływ bardziej homogeniczny wraz ze wzrostem w_m, X_{Vs} oraz X_{Vai}, wzrost d_s sprzyja generowaniu przepływu heterogenicznego, brak asymetrii profilu prędkości (w_m>1ms^{-1})	[54]
X_{Vai}=10,6% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,023m), X_{Vs}=0…30%, w_m=0,25…5ms^{-1}, model Euler-Euler	potwierdzenie wyników uzyskanych w [54] co do wpływu w_m, X_{Vs}, X_{Vai} oraz d_s na strukturę przepływu	[56]
X_{Vai}=13,1% etanolu	przepływ poziomy w rurze (d_i=0,016m), X_{Vs}=27,5…31,5%, w_m=0,22…2,07ms^{-1}, model Euler-Euler	aglomeracja cząstek lodu w górnej części rury dla niskich wartości w_m, profil prędkości symetryczny dla w_m≈2ms^{-1}, silnie asymetryczny dla w_m≈0,3ms^{-1}	[53]
X_{Vai}=10,3% etanolu	**przepływ w górę i w dół w rurze** (d_i=0,023m, L=2m), X_{Vs}=10,7%, w_m=1ms^{-1}, model Euler-Euler	$\Delta p/L$ podczas spływu w dół większe niż dla przepływu do góry o 12%, X_{Vs} prawie stałe dla całego przekroju rury	[64]
X_{Vai}=6,5% glikolu etylenowego	**przepływ w górę i w dół w rurze** (d_i=0,024m, L=5m), X_{Vs}=10…25%, w_m=0,95…2,25ms^{-1}, model Euler-Euler	$\Delta p/L$ podczas spływu w dół większe niż dla przepływu do góry o 5…17%, $\Delta p/L$ rosną wraz ze wzrostem w_m oraz X_{Vs}, spadek udziału fazy stałej przy ściankach, dla wyższych wartości w_m oraz X_{Vs} maksymalne wartości X_{Vs} w odległości 0,2xd_i od ścianki	[55]

2. Cel i zakres pracy

Przegląd literatury przedstawiony w rozdziale 1 pozwala sformułować następujące wnioski:

- Istnieje wiele publikacji dotyczących przepływu zawiesin lodowych w rurach poziomych. Natomiast badania dotyczące przepływów zawiesin lodowych w kanałach i rurach pionowych prezentowane są w nielicznych pracach [55], [59], [60], [63], [64].
- Istotnym problemem związanym z zaprezentowanymi w literaturze wynikami badań przepływowych zawiesin lodowych jest różnorodność warunków, w których były one prowadzone i ich ograniczony zakres. Zakres pomiarów lub symulacji numerycznych ograniczał się zazwyczaj do danej geometrii i cieczy nośnej, czy danego zakresu prędkości i jednej wartości udziału masowego fazy stałej. W wielu pracach uzyskane wyniki badań nie zostały uogólnione, co sprawia, że odnoszą się one wyłącznie do przeanalizowanych w nich przypadków.
- Badania przepływowe prowadzone w pionowym kanale szczelinowym mają istotne znaczenie aplikacyjne w aspekcie przepływu zawiesiny lodowej w płytowych wymiennikach ciepła. Analiza literatury wskazuje jednak na brak symulacji numerycznych przepływu zawiesiny lodowej w pionowych kanałach o przekroju prostokątnym w tym szczelinowym oraz na niewielką ilość badań eksperymentalnych wykonanych w tym zakresie (wyłącznie publikacje [59] oraz [60]).
- Z wyjątkiem pracy [51], której tematem był przepływ zawiesiny lodowej w poziomych kanałach o przekrojach prostokątnych i szczelinowych, nie są znane wyniki eksperymentalnych badań innych autorów obejmujące zależności do obliczania spadków ciśnień zawiesin lodowych w pionowych czy poziomych kanałach o przekrojach prostokątnych.
- W publikacjach [55], [63] oraz [64] odnotowano fakt występowania wyższych strat ciśnienia podczas spływu lodu zawiesinowego w dół w stosunku do przepływu do góry. W literaturze brakuje jednak dogłębnego zrozumienia tego zjawiska opartego również o porównanie profili prędkości i udziałów masowych lodu dla przepływu do góry i spływu w dół. Prace [55] oraz [64] zawierają, co prawda numerycznie wyznaczone profile prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych, ale z uwagi na ograniczony zakres badań nie wyjaśniono [55] lub nawet nie zaobserwowano [64] w nich wpływu kierunku przepływu na ich kształt.

Powyższe wnioski pozwalają sformułować następujące tezy pracy wyróżniające ją na tle dotychczasowych badań dotyczących zawiesiny lodowej:

1. Możliwe jest wyznaczenie oryginalnych zależności do określania właściwości reologicznych zawiesin lodowych etanolu, dla różnych stężeń cieczy nośnej oraz udziałów masowych lodu.
2. Możliwe jest obliczanie oporów przepływu lodu zawiesinowego w kanale pionowym o przekroju szczelinowym w oparciu o metodę wykorzystującą uogólniony model przepływu cieczy nienewtonowskiej.
3. Możliwe jest uzyskanie wiarygodnych wyników symulacji numerycznych przepływu zawiesiny lodowej obejmujących starty ciśnienia, profile prędkości oraz udziału fazy stałej przy zastosowaniu modelu Euler-Euler.
4. Możliwe jest eksperymentalno – numeryczne wyznaczenie krzywych oddzielających obszar przepływu homogenicznego i heterogenicznego lodu zawiesinowego w kanale szczelinowym.

Osiągnięcie powyższych celów pracy wymagało realizacji następujących zadań:

- Wykonania badań eksperymentalnych przepływu zawiesiny lodowej etanolu w pionowym kanale szczelinowym obejmujących wpływ ustawienia kanału, kierunku przepływu, prędkości, stężenia cieczy nośnej, udziału masowego lodu na wartości spadków ciśnienia w kanale.
- Zaproponowania własnych zależności do wyznaczania dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej i granicznego naprężenia stycznego badanej zawiesiny lodowej o różnych stężeniach cieczy nośnej i w średnim zakresie zmian udziału masowego lodu.
- Opracowania zależności do obliczania współczynnika oporów tarcia dla pionowego kanału szczelinowego i różnych kierunków przepływu wykorzystujących uogólniony model cieczy nienewtonowskiej.
- Przygotowania modelu CFD przepływu lodu zawiesinowego w rozważanym kanale pionowym odpowiadającego warunkom pomiarowym.
- Walidacji modelu CFD na podstawie własnych wyników badań empirycznych.
- Wykorzystania stworzonego modelu numerycznego do zbadania wpływu kierunku przepływu, prędkości, stężenia cieczy nośnej oraz udziału masowego lodu na uzyskiwane straty ciśnienia, profile prędkości oraz koncentracji fazy stałej oraz wykreślenia krzywych oddzielających obszar przepływu homogenicznego i heterogenicznego.

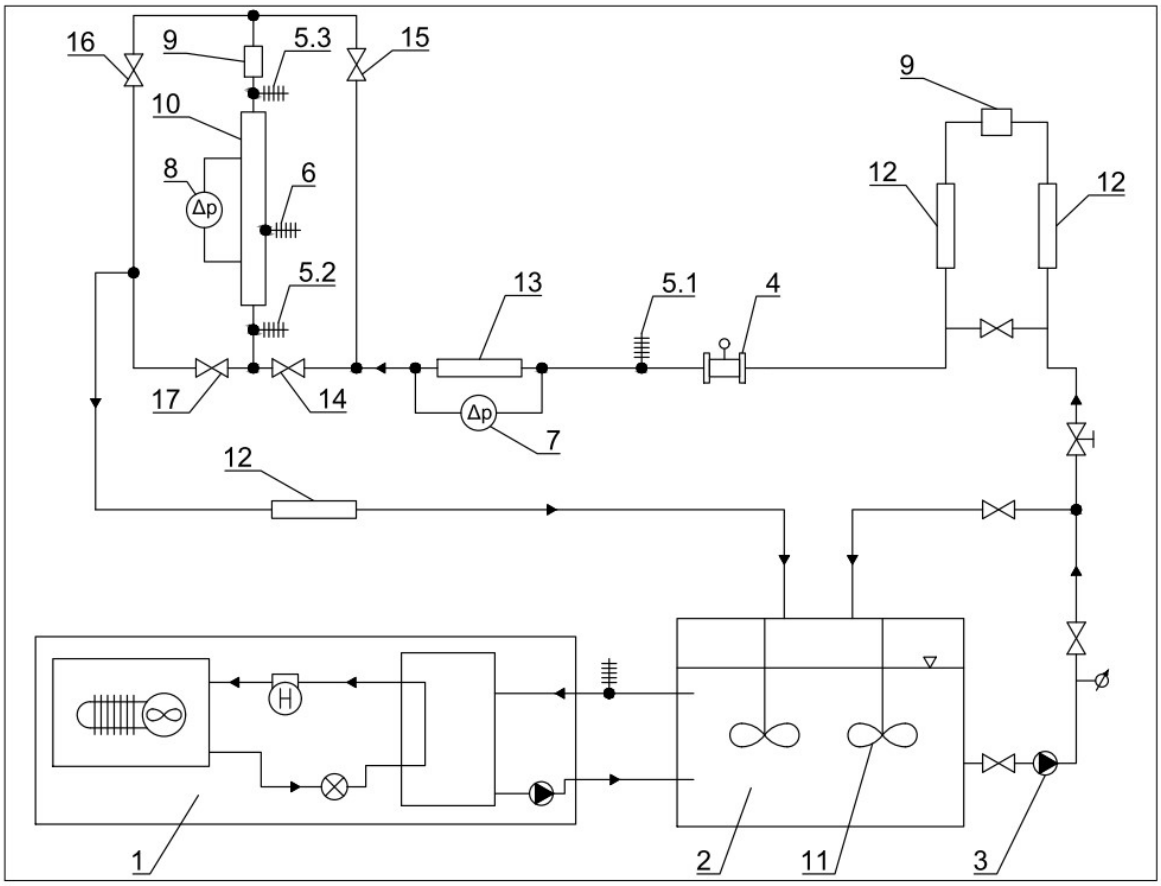
3. Badania eksperymentalne przepływu zawiesiny lodowej etanolu w pionowym kanale szczelinowym

Badania eksperymentalne zostały przeprowadzone na stanowisku laboratoryjnym Zespołu Chłodnictwa i Klimatyzacji wchodzącego w skład Katedry Inżynierii Cieplnej i Procesowej Wydziału Mechanicznego Politechniki Krakowskiej im. Tadeusza Kościuszki. Stanowisko służy do wykonywania badań cieplnych i przepływowych zawiesiny lodowej w przewodach prostych, łukach, kolanach, elementach armatury oraz wymiennikach ciepła.

W niniejszym rozdziale dokonano opisu budowy wykorzystanego stanowiska badawczego, podano metody pomiaru poszczególnych wielkości oraz zaprezentowano zakres zrealizowanych badań. Następnie w formie graficznej lub tabelarycznej przedstawiono uzyskane wyniki pomiarów. W kolejnej części analizowano właściwości reologiczne lodu zawiesinowego, czego efektem było wyznaczenie zależności empirycznych pozwalających na obliczanie dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej i granicznego naprężenia stycznego badanej zawiesiny lodowej.

3.1. Stanowisko badawcze

Stanowisko pomiarowe, na którym realizowano badania eksperymentalne przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym, o wymiarach przekroju poprzecznego axb =0,003 × 0,0358m, przedstawiono na rysunku 3.1. Składa się ono z dwóch podstawowych układów. Pierwszy z nich to układ odpowiedzialny za wytwarzanie i akumulację zawiesiny lodowej (elementy 1,2,11). Drugi to układ pomiarowy (elementy 3-10 oraz 12-17). Zmiana kierunku przepływu lodu zawiesinowego jest możliwa dzięki zespołowi zaworów (elementy 14-17). Przetwornik różnicy ciśnień (element 8) wykorzystywany jest do pomiaru oporów przepływu zawiesiny lodowej na odcinku pomiarowym o długości $L_{\Delta p}$=0,5m. W celu redukcji efektów wlotowych całkowita długość kanału szczelinowego wynosi L=2m.



Rysunek 3.1. Schemat stanowiska badawczego: 1- wytwornica lodu firmy FLO-ICE, 2- zbiornik akumulacyjny, 3- pompa firmy Wilo, 4- przepływomierz masowy firmy Danfoss, 5.1, 5.2, 5.3- czujniki temperatury Pt(7013), 6- czujnik temperatury Pt100(5622-05), 7- przetwornik różnicy ciśnień Fuji (0 ÷ 32 kPa), 8- przetwornik różnicy ciśnień Fuji (0 ÷ 130 kPa), 9- odpowietrznik, 10- kanał pomiarowy wyposażony w kabel grzejny i autotransformator z watomierzem, 11- mieszadło, 12- wizualizacje przepływu, 13- poziomy odcinek pomiarowy, 14; 15; 16; 17- zawory sterujące kierunkiem przepływu

Pomiary nie ujmowały wpływu ciśnienia hydrostatycznego na całkowity spadek ciśnienia. Przetwornik różnicy ciśnień (element 8) mierzył zmiany ciśnienia dynamicznego. Ciśnienie hydrostatyczne wywołane konstrukcją przetwornika, zmierzone w sytuacji braku przepływu medium, wynosiło Δp_{stop}=9,5Pa. Wartość różnicy ciśnień Δp_{stop} wykorzystano do korekty mierzonych oporów przepływu. Elementy 4 i 7 oraz 13 stanowiska badawczego, znajdujące się na poziomym odcinku pomiarowym, posłużyły do wyznaczenia właściwości reologicznych zawiesiny lodowej.

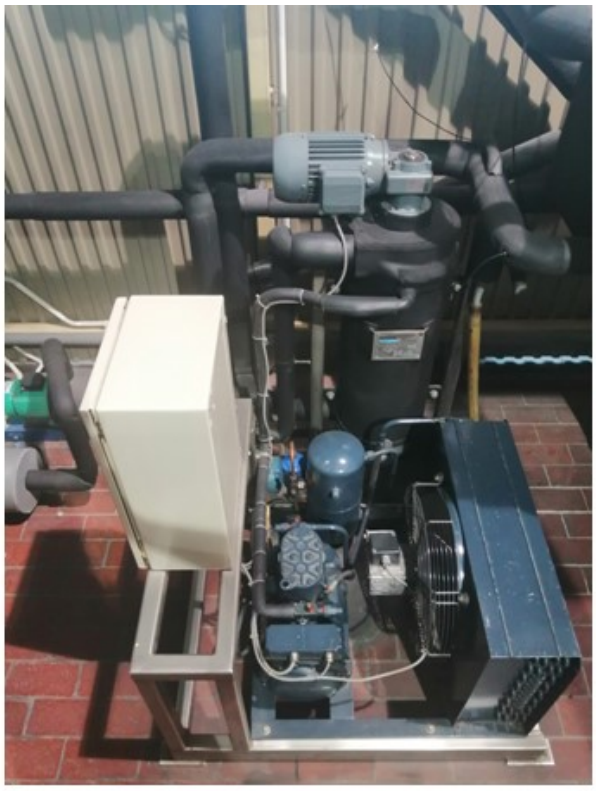
Zestawienie przyrządów pomiarowych wykorzystywanych podczas badań zamieszczono w tabeli 3.1. Pomiar temperatury zawiesiny lodowej umożliwiały tuleje termometryczne (rysunek 3.1, elementy 5.1-5.3) zainstalowane na wlocie i wylocie z odcinka pomiarowego. Temperatura lodu zawiesinowego była mierzona przez precyzyjne czujniki rezystancyjne Pt100 (średnica płaszcza czujnika równa ok. 5 mm, długość czynna min. 0,02m). Pomiary różnicy ciśnień były realizowane w oparciu o przetworniki różnicy ciśnień

(rysunek 3.1, elementy 7 i 8) o zakresach pomiarowych adekwatnych dla mierzonej wielkości. Mając na uwadze właściwości lodu zawiesinowego ciśnienie w instalacji mierzono przy użyciu króćców impulsowych o możliwie dużej średnicy, bez wykorzystywania rowka obwodowego. W przypadku poziomego odcinka pomiarowego średnica króćców była równa 4,0mm, a dla pionowego kanału szczelinowego wynosiła odpowiednio 3,0mm. Króćce impulsowe były wykonane w taki sposób, aby przewody impulsowe mogły być samoczynnie odpowietrzane. Nie zastosowano izolacji przewodów impulsowych. Strumień masy zawiesiny lodowej był mierzony przy pomocy przepływomierza masowego (rysunek 3.1, element 4). Przyrząd ten stwarza dodatkowo możliwość jednoczesnego pomiaru gęstości badanego medium. W badaniach zastosowano analogiczny jak opisany w pracy [14] sposób weryfikacji pomiaru udziału masowego lodu oraz eliminacji wpływu ewentualnego zapowietrzenia instalacji na pomiar udziału masowego lodu.

Tabela 3.1. Zestawienie najważniejszych przyrządów pomiarowych

Przyrząd	Typ	Zakres pomiarowy	Dokładność
Przetworniki różnicy ciśnień	Fuji FKCV 35V51KAYYAA Fuji FKCV 33V4LKAYYAA Fuji FKCV 22V4LKAYYAA Fuji FKCV 11V4LKAYYAA	0-130 kPa 0-32 kPa 0-6 kPa 0-1 kPa	±0,07% zakresu pomiarowego
Czujniki temperatury	HART Scientific Pt100(7013) ∅5 mm Pt100(5622-05) ∅0.5 mm	 -200-400^{o}C -200-350^{o}C	 ± 0,018^{o}C ±0,15^{o}C
Przepływomierz masowy	Danfoss MASSFLO 2100	0-5600 kg/h 0,1-2,9 g/cm^3	± 0,1% przepływu ± 0,0005 g/cm^3

Badane chłodziwo wytwarzane było w skrobakowym generatorze zawiesiny lodowej *FLO-ICE* o wydajności 3,5kW. Kryształki lodu miały owalny kształt i takie same wymiary jak w pracy [8] wykonanej w oparciu o tą samą wytwornicę, wynoszące d_s=0,165…0,235mm. Badania były prowadzone w taki sposób, aby podczas przepływu zawiesiny lodowej w zamkniętym obiegu (wytwornica lodu, pompy, zbiornik akumulacyjny, przewody) ubytki lodu spowodowane dopływem ciepła z otoczenia były uzupełniane na bieżąco dzięki ciągłej pracy generatora lodu zawiesinowego. Pomiarów dokonywano tylko po osiągnięciu niezmienności w czasie odczytywanych oporów przepływu. Na rysunkach 3.2, 3.3 oraz 3.4 pokazano odpowiednio wytwornicę lodu zawiesinowego *FLO-ICE*, zaizolowany termicznie pionowy kanał szczelinowy oraz zbiornik magazynujący wytworzone chłodziwo.



Rysunek 3.2. Wytwornica lodu zawiesinowego *FLO-ICE*

Rysunek 3.3. Pionowy kanał szczelinowy

Rysunek 3.4. Zbiornik magazynujący wytworzony lód zawiesinowy stojący obok wytwornicy

3.2. Zakres badań

Zakres badań eksperymentalnych obejmował:

- Zawiesiny lodowe tworzone na bazie wodnego roztworu etanolu o trzech stężeniach objętościowych: X_{Vai}=10,5%, 13,2%, 15,8% (x_{ai}=8,5%, 10,7%, 12,9%),

- Udziały masowe lodu x_s=0…33%,
- Średnie prędkości przepływu w_m=0,22…5,8ms^{-1}, odpowiadające liczbom Reynoldsa Re_K=45…6000,
- Przepływ w górę oraz spływ dół w kanale szczelinowym.

W tabeli 3.2 zestawiono dane dotyczące wykonanych serii pomiarowych dla przepływu zawiesiny lodowej do góry i spływu w dół. W kolejnych wierszach tabeli podano uśrednione wartości udziału masowego lodu dla danej serii pomiarów i odpowiadające im wartości udziału objętościowego lodu. Mając na uwadze jak najbardziej przejrzyste zaprezentowanie uzyskanych wyników na wykresach, w dalszej części pracy posługiwano się wyłącznie udziałami masowymi fazy stałej chyba, że podanie udziałów objętościowych ułatwiłoby interpretację wyników. Wyjątkiem jest rozdział dotyczący modelowania przepływu lodu zawiesinowego, gdzie w części dotyczącej prezentacji i analizy profili udziału lodu posłużono się udziałem objętościowym, co miało na celu ułatwienie porównywania uzyskanych rezultatów z danymi literaturowymi. Wzajemna relacja pomiędzy wielkościami x_s oraz X_{Vs} opisana jest zależnością (1.5).

Tabela 3.2. Udziały masowe i objętościowe lodu w wykonanych seriach pomiarowych

x_{ai}=8,5% X_{Vai}=10,5%		**x_{ai}=10,7% X_{Vai}=13,2%**		**x_{ai}=12,9% X_{Vai}=15,8%**	
Przepływ w górę					
x_s [%]	X_{Vs} [%]	x_s [%]	X_{Vs} [%]	x_s [%]	X_{Vs} [%]
0	0	0	0	0	0
5	5,4	4	4,3	2	2,1
10,3	11	8	8,5	6,4	6,8
14,7	15,6	13,1	13,9	10	10,6
19,2	20,3	15,9	16,9	16,2	17,1
24,4	25,8	20,2	21,3	20,8	21,9
32	33,6	23,7	25		
		27	28,4		
Spływ w dół					
x_s [%]	X_{Vs} [%]	x_s [%]	X_{Vs} [%]	x_s [%]	X_{Vs} [%]
0	0	0	0	0	0
2,2	2,4	3,8	4,1	2	2,1
5,3	5,7	8,4	9	5,9	6,3
14,9	15,8	12,4	13,2	10,2	10,8
19,2	20,3	14,6	15,5	15,6	16,5
23,6	24,9	19,2	20,3	20,3	21,4
25	26,4	23,9	25,2		
31,1	32,6	26,4	27,8		

Pomiary obejmowały jednoczesne wyznaczanie wartości oporów przepływu zarówno w pionowym kanale szczelinowym, jak również w rurze poziomej (d_i=0,016m, L=0,5m).

Badania przepływu lodu zawiesinowego przez rurę miały charakter pomocniczy i zostały wykorzystane do określenia właściwości reologicznych zawiesiny zarówno w funkcji stężenia cieczy nośnej, jak również udziału masowego lodu.

3.3. Analiza niepewności pomiarowych

Celem badań przepływowych realizowanych dla kanału pionowego było wyznaczenie wartości współczynników oporów Faninnga oraz określenie parametrów determinujących jego wartości. Pośredni pomiar rozważanej wielkości jest obarczony niepewnością systematyczną i przypadkową. Z uwagi na to, że podczas prowadzenia badań zawsze zwracano uwagę na konieczność osiągnięcia powtarzalności wyników pomiarów, powodującą minimalizację błędów przypadkowych, założono, że w analizie niepewności pomiarowych zostaną uwzględnione wyłącznie błędy systematyczne. Błąd maksymalny dla wielkości wyznaczanych z pomiarów pośrednich został oszacowany z powszechnie wykorzystywanej zależności (3.1), zgodnie z którą błąd wielkości pośredniej $z = f(x_1, x_2, x_3, ...)$ wynikający z błędów wielkości mierzonych δx_1, δx_2, δx_3, … jest równy:

$$\Delta z_{max} = \sum_{i=1}^{n} \left| \frac{\partial f(x_1,...x_n)}{\partial x_i} \delta x_i \right| \tag{3.1}$$

Obliczenie niepewności pomiarowej współczynnika oporów Faninnga wymagało znajomości dokładności przyrządów pomiarowych (tabela 3.1) służących do wyznaczania wielkości mierzonych bezpośrednio (starta ciśnienia, gęstość zawiesiny lodowej) oraz znajomości niepewności systematycznej prędkości średniej, która jest wielkością pośrednią. Założono, że pomiar wymiarów geometrycznych kanału, niezbędnych dla wyznaczenia współczynnika oporów Faninnga, jest obarczony niepewnością systematyczną δz=0,0001m dla z≤0,02m oraz δz=0,001m dla z≥0,5m. W tabeli 3.3 podano sposób wyznaczenia niepewności systematycznej prędkości średniej. Korzystając z niepewności systematycznych zaprezentowanych w tabelach 3.1 oraz 3.3 w tabeli 3.4 podano niepewność pomiarową współczynnika oporów Faninnga.

Tabela 3.3. Niepewność systematyczna prędkości średniej

Wielkość	Wzór	Niepewność systematyczna
Pole przekroju poprzecznego kanału A_p [m^2]	$A_p = ab$	$\delta A_p = 3{,}88*10^{-6}$ m^2
Prędkość średnia w_m [ms^{-1}]	$w_m = \frac{\dot{m}}{\rho_{IS} A_p}$	$\delta w_m = 2*10^{-3}…85*10^{-3}$ ms^{-1} δw_m[%] = 0,9…1,5%

Tabela 3.4. Niepewność systematyczna współczynnika oporów Faninnga

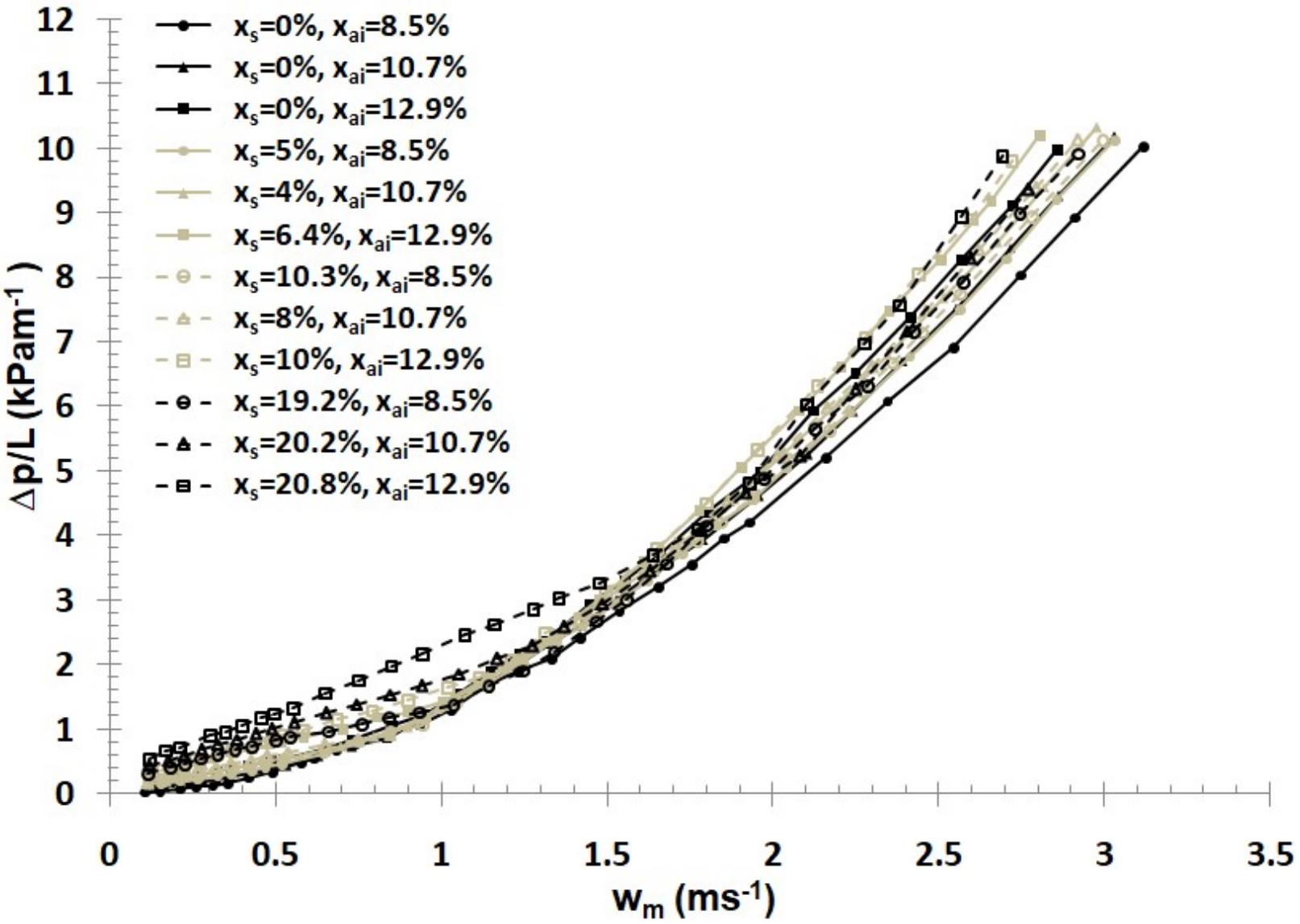
Wielkość	Wzór	Niepewność systematyczna
Współczynnik oporów Faninnga c_f	$c_f = \frac{d_h \Delta p}{2L\rho_{IS} w_m^2}$	$\delta c_f = 0{,}2*10^{-3} \ldots 38*10^{-3}$ δc_f[%] = 2,2…10,9%

Podczas wykonywania powyższych obliczeń zauważono, że niższe wartości niepewności systematycznych odpowiadają niższym wartościom mierzonych parametrów. Przykładowo błąd pomiaru δw_m=0,002ms^{-1} odpowiada najniższej zmierzonej wartości prędkości średniej równej w_m=0,22ms^{-1}, natomiast błąd pomiaru δc_f=0,0002 związany jest z najniższą zmierzoną wartością współczynnika oporów Faninnga wynoszącą c_f=0,0091. Średnia wartość niepewności pomiarowej prędkości średniej oraz współczynnika oporów Faninnga wyniosła odpowiednio $\overline{\delta w_m}$=0,06ms^{-1} oraz $\overline{\delta c_f}$=0,01.

Szczegółową analizę niepewności pomiaru udziału masowego lodu przeprowadzono w pracy [14], w której badania eksperymentalne były realizowane dla poziomego odcinku pomiarowego tego samego stanowiska badawczego (rysunek 3.1, element 13), dla takiego samego zakresu udziałów masowych fazy stałej. W związku z powyższym w tej pracy ograniczono się wyłącznie do obliczenia i podania średniej wartości niepewności względnej udziału masowego lodu wynoszącej $\overline{\delta x_s}$=0,85%, która nie została podana w cytowanej publikacji.

3.4. Właściwości reologiczne zawiesiny lodowej

Jak wspomniano w podrozdziale 3.2 badania przepływu zawiesiny lodowej przez rurę poziomą o średnicy d_i=0,016m miały charakter pomocniczy i zostały wykorzystane do określenia właściwości reologicznych zawiesiny. Na rysunku 3.5 zaprezentowano wartości zmierzonych oporów przepływu lodu zawiesinowego w funkcji prędkości średniej dla trzech badanych początkowych stężeń (x_{ai}=8,5%, 10,7%, 12,9%) i przykładowych udziałów masowych lodu. Przedstawione wyniki badań jakościowo i ilościowo potwierdzają obserwacje i wnioski na temat oporów przepływu zawiesiny lodowej w rurach szczegółowo omówione w pracy [14].



Rysunek 3.5. Opory przepływu przez rurę o średnicy d_i=0,016m w funkcji prędkości średniej

Wykorzystując przebieg funkcji strat ciśnienia od prędkości średniej wyodrębniono obszar przepływu laminarnego i sporządzono krzywe płynięcia przez rurę. Naprężenie styczne na ściance rury oraz rurowa szybkość ścinania zostały obliczone ze wzorów odpowiednio (3.2) oraz (3.3):

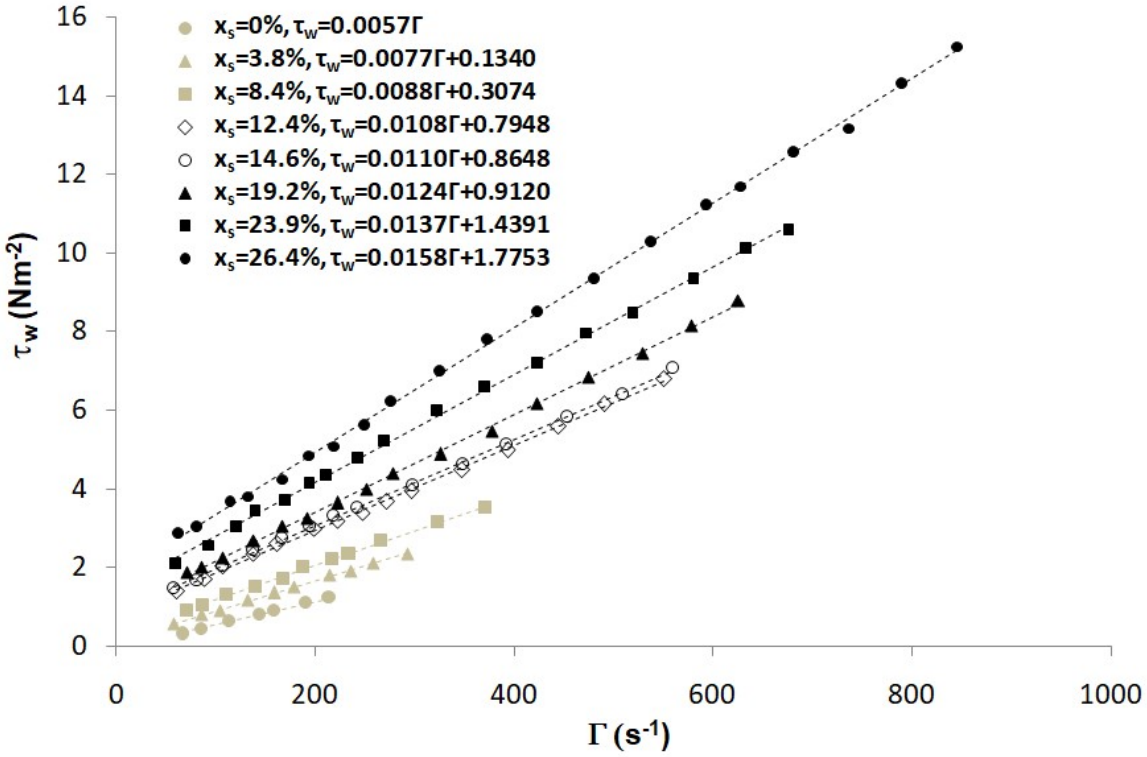
$$\tau_w = \frac{d_i \Delta p}{4L} \tag{3.2}$$

$$\Gamma = \frac{8 w_m}{d_i} \tag{3.3}$$

Na rysunku 3.6 pokazano przykładowe rurowe krzywe płynięcia dla stężenia cieczy nośnej x_{ai}=10,7% (X_{Vai}=13,2%). Rurowe krzywe płynięcia dla stężeń etanolu x_{ai}=8,5% (X_{Vai}=10,5%) oraz x_{ai}=12,9% (X_{Vai}=15,8%) zamieszczono w załączniku 2. Przebieg rurowych krzywych płynięcia wskazuje liniową zależność pomiędzy naprężeniem stycznym na ściance oraz prędkością ścinania. Zatem badane zawiesiny lodowe spełniają pod względem reologicznym model cieczy Binghama. Dla cieczy Binghama równanie rurowej krzywej płynięcia odpowiada równaniu tarcia wewnętrznego wyrażonego zależnością (3.4):

$$\tau_w = {}^4/_3\, \tau_p + \mu_p \Gamma \tag{3.4}$$

Powyższe równanie (3.4) pozwala wyznaczyć wartości granicznego naprężenia stycznego τ_p oraz dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p.



Rysunek 3.6. Krzywe płynięcia dla przepływu przez rurę poziomą d_i=0,016m, x_{ai}=10,7%

Znając wartości eksperymentalne granicznego naprężenia stycznego τ_p oraz dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p, dla badanych stężeń cieczy nośnej i udziałów masowych lodu, wyznaczono zależności służące do obliczania tych wielkości. Graniczne naprężenie styczne τ_p oraz dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej μ_p przedstawiono w funkcji stężenia masowego wodnego roztworu etanolu x_a oraz udziału masowego lodu x_s za pomocą wzorów, odpowiednio (3.5) oraz (3.6):

$$\tau_p = A_4 \cdot \left({}^{x_a}/_{100}\right)^{A_5} \cdot \sum_{i=1}^{3} A_i \cdot \left({}^{x_s}/_{100}\right)^{i}, \tag{3.5}$$

$$\mu_p = \mu_a(t, x_a) \cdot \sum_{i=0}^{4} B_i \cdot \left({}^{x_s}/_{100}\right)^{i}, \tag{3.6}$$

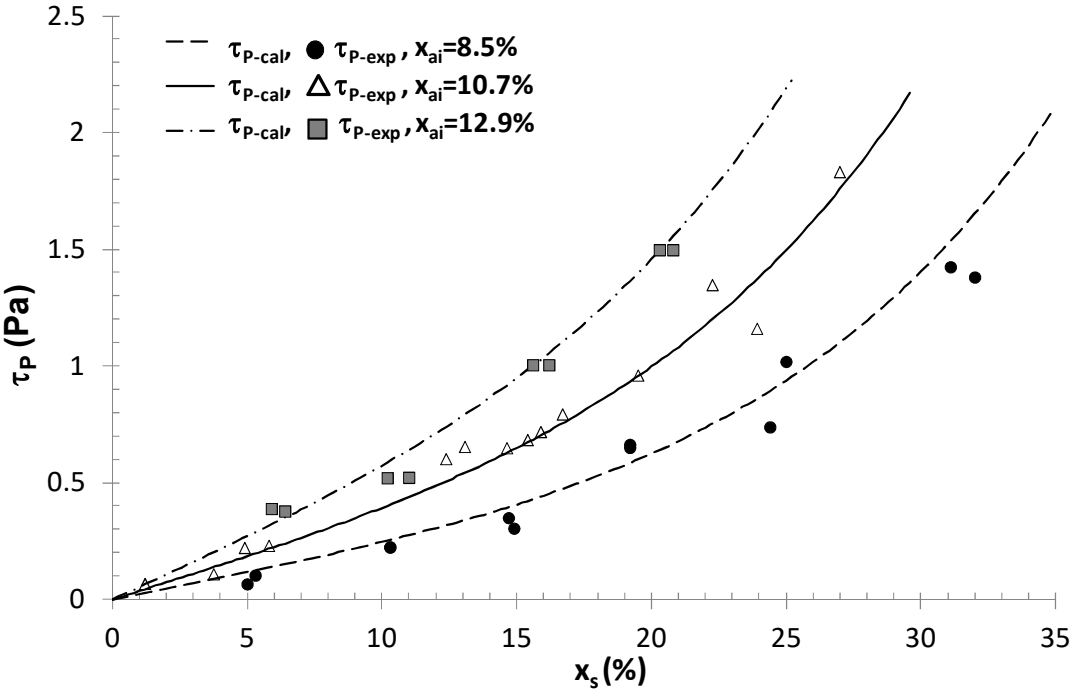
Wartości współczynników A_i oraz B_i zestawiono w tabeli 3.5. Współczynnik lepkości dynamicznej μ_a w równaniu 3.6 był obliczany za pomocą zależności 1.3 podanej przez Melindera [15].

Tabela 3.5. Wartości współczynników A_i oraz B_i we wzorach (3.4) i (3.5)

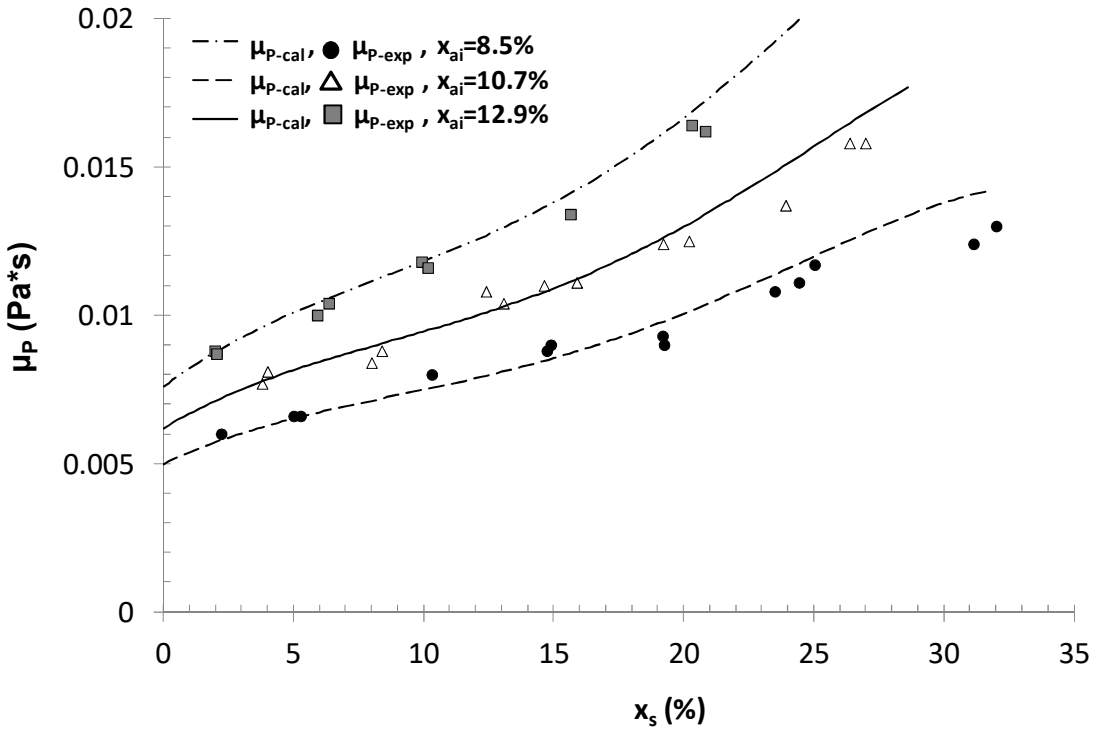
Współczynnik	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
A	35,416	-65,875	220,74	9,5371	2,0310
Współczynnik	B_0	B_1	B_2	B_3	B_4
B	1,4053	10,134	-79,068	341,49	-452,21

Na rysunku 3.7 pokazano porównanie obliczonych (zależność 3.5 oraz 3.6) i zmierzonych wartości granicznego naprężenia stycznego τ_p oraz dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p. Rozbieżności pomiędzy obliczonymi i zmierzonymi wartościami rozważanych wielkości zaprezentowano na rysunku 3.8. Na jego podstawie określono średnią względną różnicę pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi wartościami granicznego naprężenia stycznego τ_p oraz dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p, która wyniosła odpowiednio 4,5% oraz 2,2%.

a)

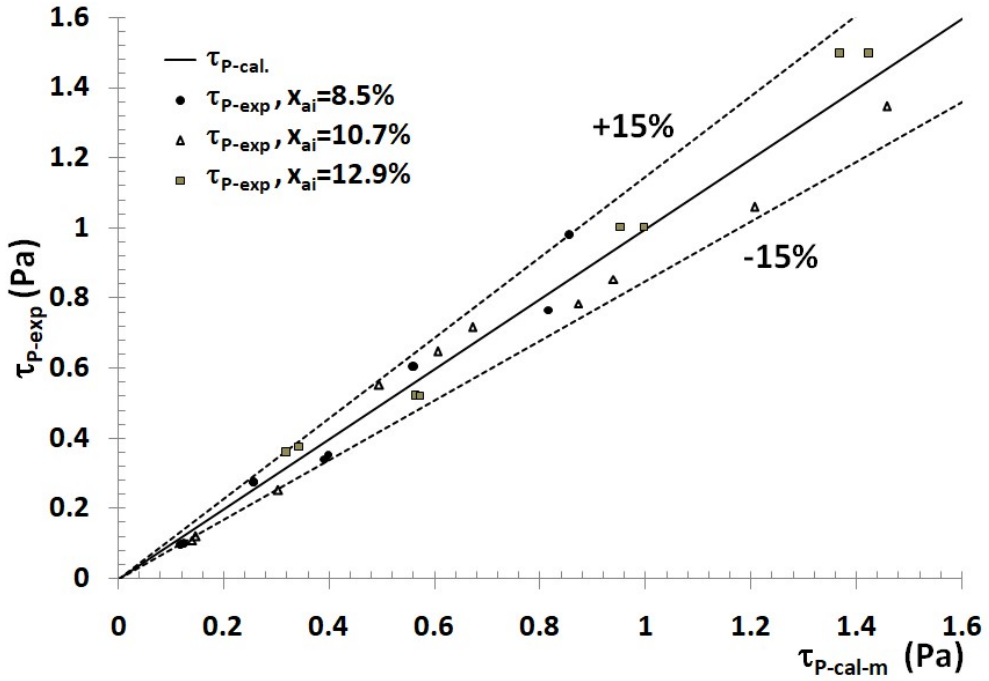


b)

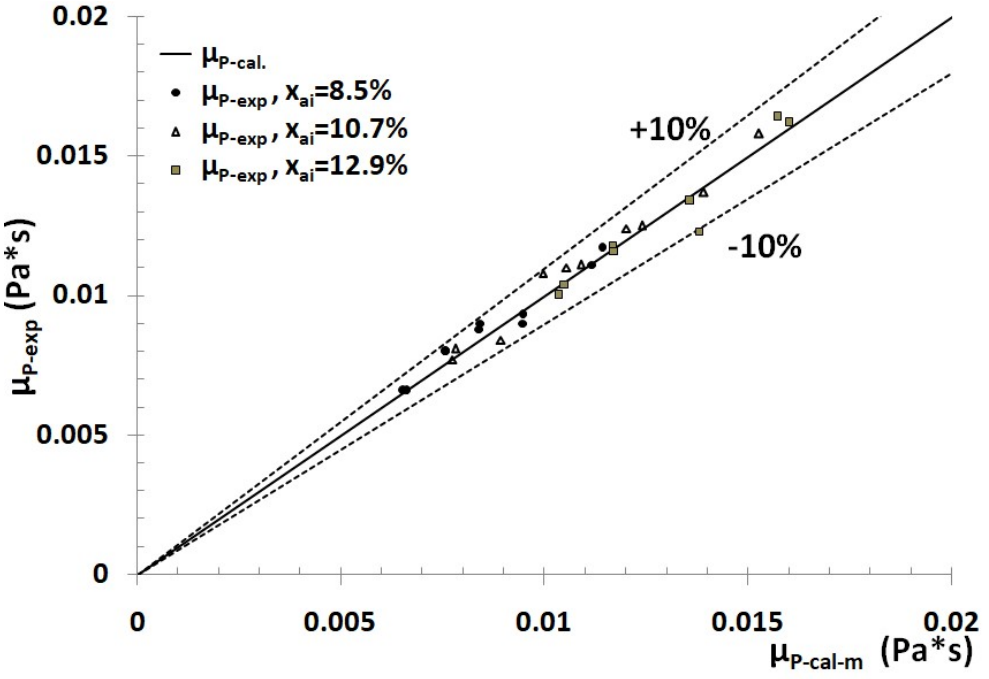


Rysunek 3.7. Porównanie obliczonych i zmierzonych właściwości reologicznych zawiesiny lodowej: a) Graniczne naprężenie styczne $\tau_p(x_{ai}, x_s)$, b) Dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej $\mu_p(x_{ai}, x_s)$

a)



b)

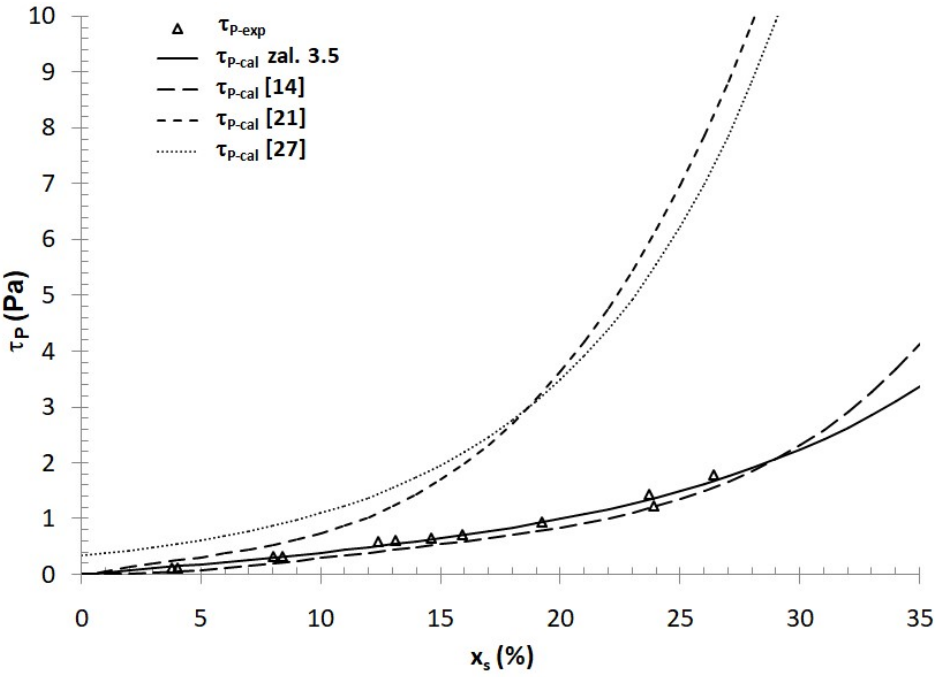


Rysunek 3.8. Rozbieżności pomiędzy obliczonymi i zmierzonymi wartościami:
a) Graniczne naprężenie styczne $\tau_p(x_{ai}, x_s)$,
b) Dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej $\mu_p(x_{ai}, x_s)$

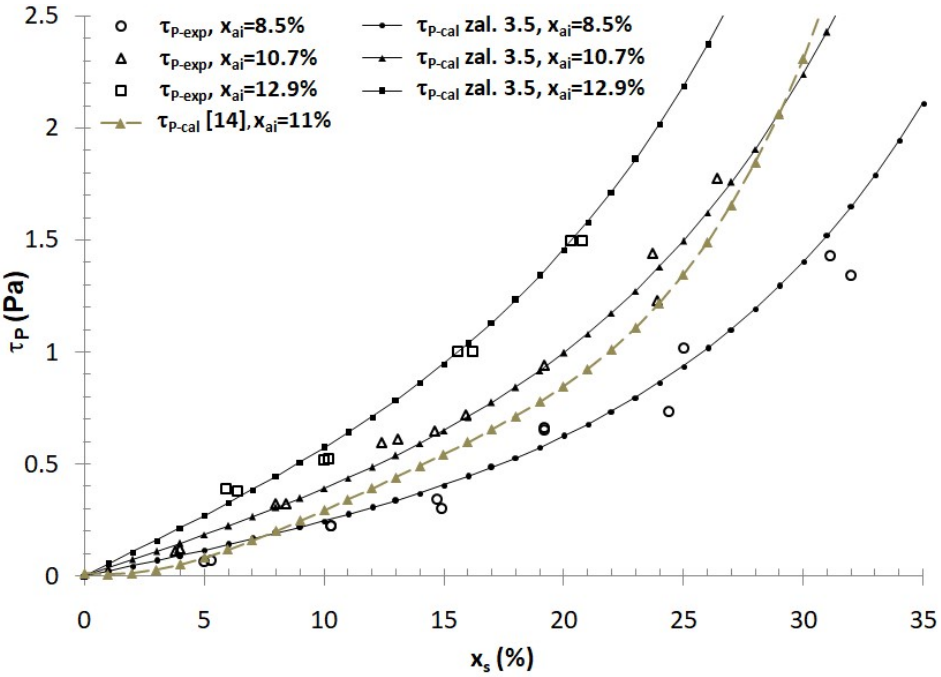
Porównania obliczonych przy pomocy zależności 3.5 wartości granicznego naprężenia stycznego τ_p z wartościami uzyskanymi na podstawie zależności literaturowych podanych w tabeli 1.3 dokonano na rysunku 3.9a. Wartości empiryczne zaprezentowane na rozważanym

rysunku dotyczą stężenia cieczy nośnej x_{ai}=10,7% (X_{Vai}=13,2%). Na podstawie analizy rysunku 3.9a można stwierdzić, że rozbieżności pomiędzy wartościami empirycznymi a uzyskanymi w wyniku zastosowania podanych w pracach [21] oraz [27] funkcji służących do wyznaczania granicznego naprężenia stycznego mogą osiągać nawet kilkaset procent dla wysokich udziałów masowych lodu. Znacznie mniejsze rozbieżności otrzymano przy wykorzystaniu zależności podanych w publikacji [14]. Średnia względna różnica pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi przy pomocy funkcji wielomianowych zaprezentowanych w [14] wartościami granicznego naprężenia stycznego τ_p wyniosła 27,5%. W związku z powyższym na rysunku 3.9b dokonano porównania wartości τ_p obliczonych przy pomocy zależności 3.5 oraz zależności przedstawionych w pracy [14]. Na bazie jego analizy wyznaczono średnie względne różnice pomiędzy wartościami otrzymanymi z równania 3.5 oraz wartościami wyznaczonymi z funkcji wielomianowych podanych w publikacji [14], które wynoszą -44,5%; 24,9%; 45,6% dla stężeń cieczy nośnej odpowiednio x_{ai}=8,5%; 10,7%; 12,9%. Zaprezentowanie wyniki wskazują, że graniczne naprężenia styczne τ_p jest funkcją zarówno udziału masowego lodu jak i stężenia cieczy nośnej. W związku z powyższym zależność 3.5 będąca funkcją rozważanych wielkości pozwala uzyskiwać najdokładniejsze wartości granicznego naprężenia styczne τ_p.

a)



b)

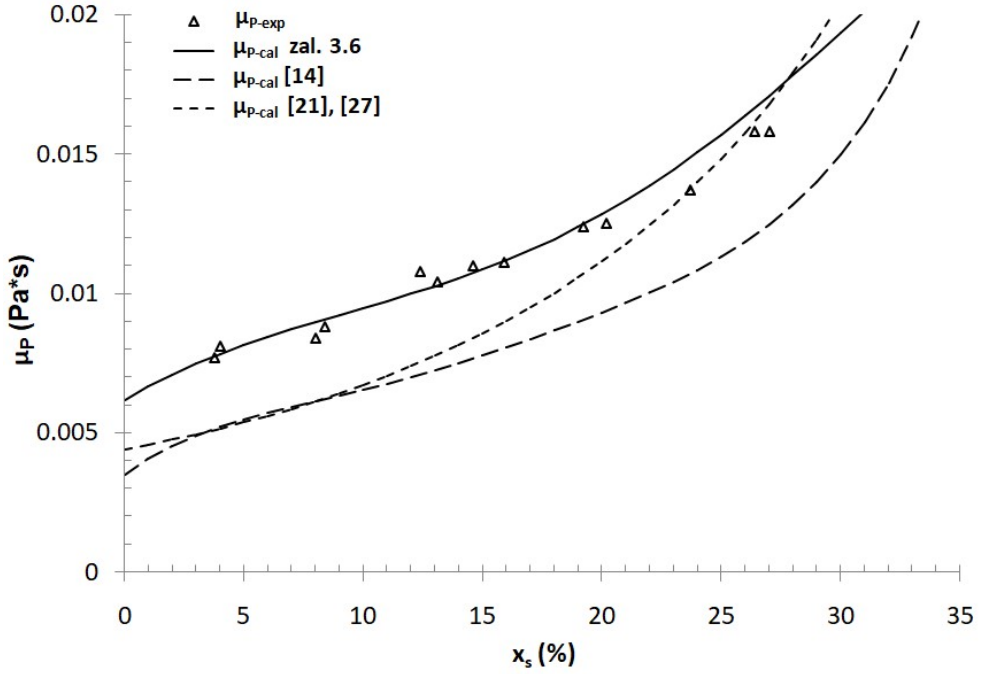


Rysunek 3.9. Porównanie wartości granicznego naprężenia stycznego τ_p obliczonych przy pomocy zależności własnych oraz literaturowych: a) Graniczne naprężenie styczne τ_p wyznaczone z zależności własnych oraz podanych w [14], [21], [27], b) Graniczne naprężenie styczne τ_p wyznaczone z zależności własnych oraz podanych w [14] dla stężeń cieczy nośnej x_{ai}=8,5%; 10,7%; 12,9%

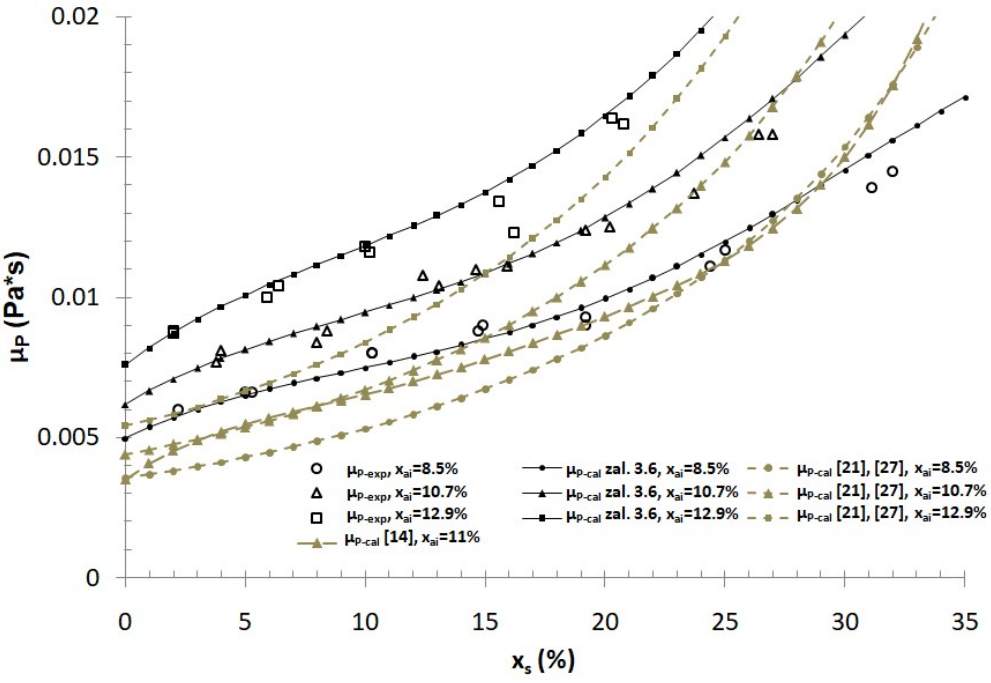
W analogiczny sposób na rysunku 3.10a dokonano porównania obliczonych przy pomocy zależności 3.6 wartości dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p z

wartościami uzyskanymi na podstawie zależności literaturowych podanych w tabeli 1.3. Wartości empiryczne zaprezentowane na rozważanym rysunku również dotyczą stężenia cieczy nośnej x_{ai}=10,7% (X_{Vai}=13,2%). Na bazie jego analizy można stwierdzić, że stosowanie zarówno zależności podawanej w publikacjach [21] oraz [27] jak i funkcji wielomianowej zaproponowanej w pracy [14] jest obarczone istotnym błędem. W przypadku zależności przedstawionej w [21] oraz [27] średnia względna różnica pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi wartościami dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p wyniosła 19,8% zaś w przypadku funkcji podanej w [14] była ona równa 28,2%. W związku z faktem, iż stosowanie zależności z publikacji [21] oraz [27] pozwala uzyskać wyższą zgodność z wartościami empirycznymi, na podstawie rysunku 3.10b, wyznaczono średnie względne różnice pomiędzy wartościami otrzymanymi z równania 3.6 oraz wartościami obliczonymi na bazie rozważanej zależności, które wynoszą 19,54% dla wszystkich analizowanych stężeń cieczy nośnej (x_{ai}=8,5%; 10,7%; 12,9%). Uzyskane wyniki wskazują, że podobnie jak w przypadku granicznego naprężenie stycznego τ_p, dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej μ_p jest zależny zarówno od udziału masowego lodu jak i stężenia cieczy nośnej (dynamicznego współczynnika lepkości cieczy nośnej).

a)



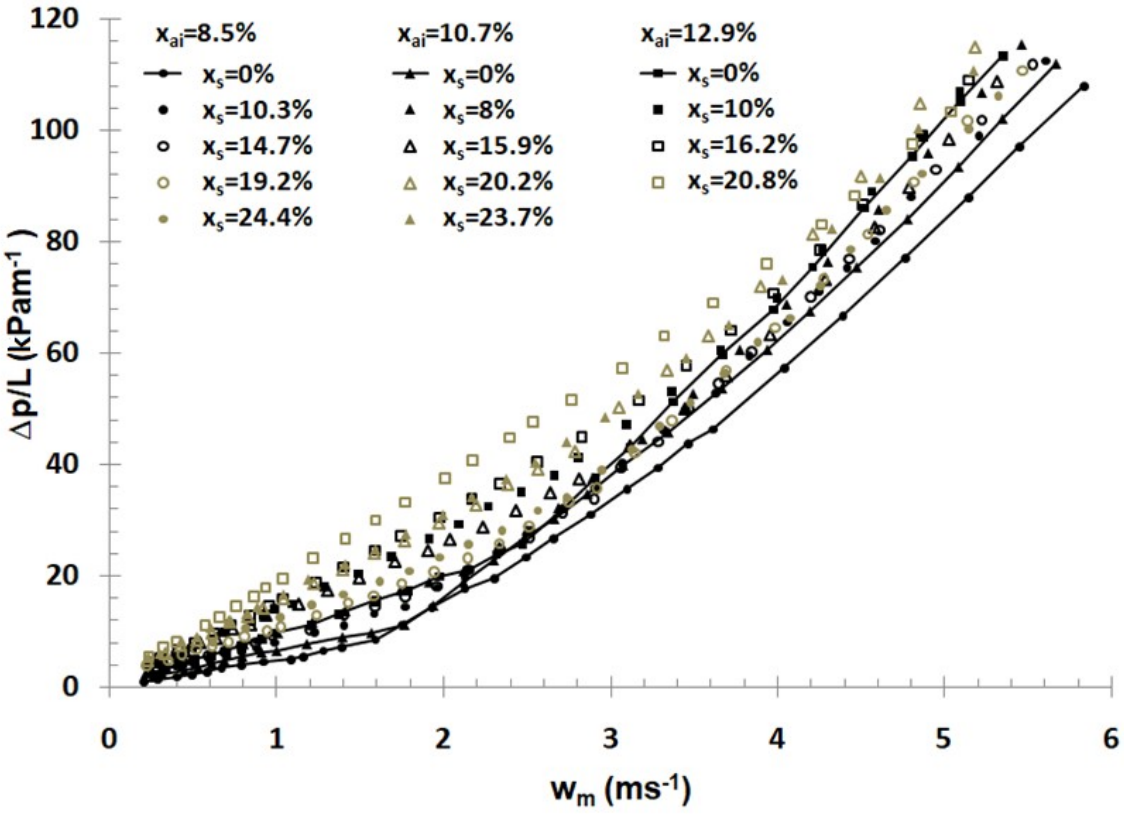
b)



Rysunek 3.10. Porównanie wartości dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p obliczonych przy pomocy zależności własnych oraz literaturowych: a) Dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej μ_p wyznaczony z zależności własnych oraz podanych w [14], [21], [27], b) Dynamiczny współczynnik lepkości plastycznej μ_p wyznaczony z zależności własnych oraz podanych w [14], [21], [27] dla stężeń cieczy nośnej x_{ai}=8,5%; 10,7%; 12,9%

3.5. Spadki ciśnienia w pionowym kanale szczelinowym

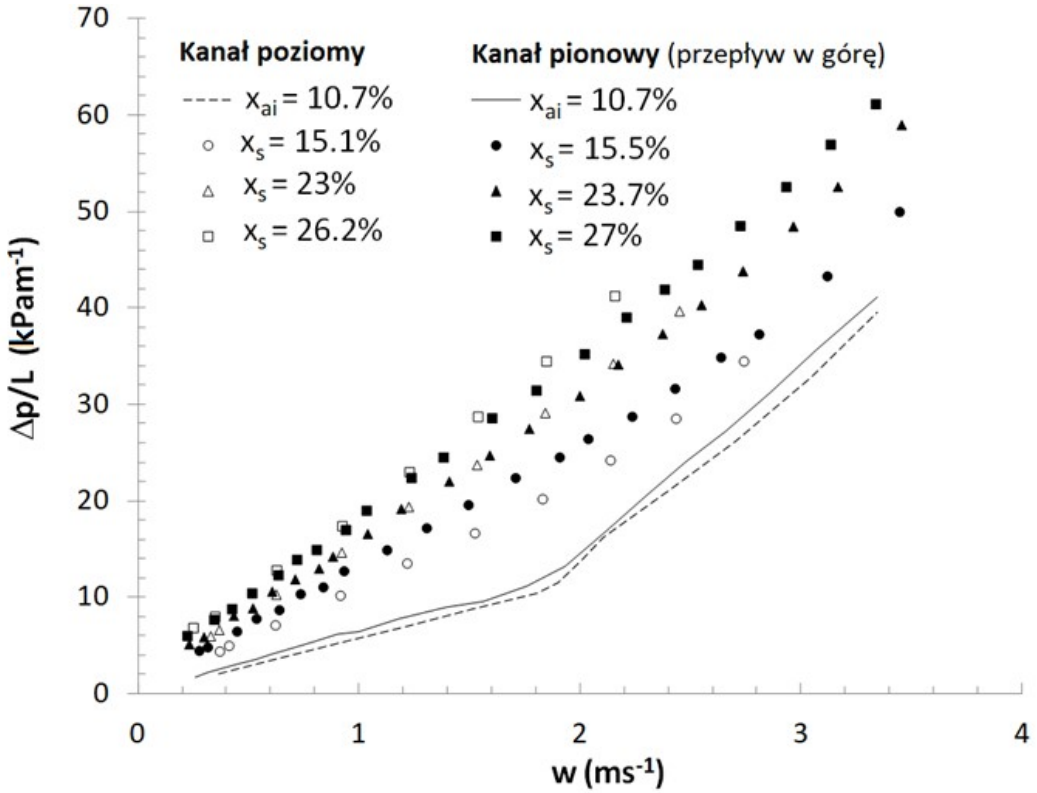
Badania przepływowe zawiesiny lodowej w kanale szczelinowym wykonano przy założeniu, że rozważane medium jest jednorodną cieczą nienewtonowską. Jednak wyniki badań przepływu lodu zawiesinowego w pionowym kanale szczelinowym wskazują na występowanie, w pewnych zakresach prędkości przepływu oraz zakresach stężeń cieczy nośnej i udziałów masowych lodu, zjawisk charakterystycznych dla przepływów wielofazowych. Oczywistym wynikiem badań przepływowych jest wzrost wartości oporów przepływu (rysunek 3.11) wraz ze wzrostem stężenia cieczy nośnej oraz udziału masowego lodu, wywołany wzrostem współczynnika lepkości plastycznej oraz granicznego naprężenia stycznego (rysunek 3.7).



Rysunek 3.11. Przepływ zawiesiny lodowej do góry w pionowym kanale szczelinowym, wpływ stężenia cieczy nośnej, udziału masowego lodu oraz prędkości przepływu na uzyskiwane spadki ciśnienia

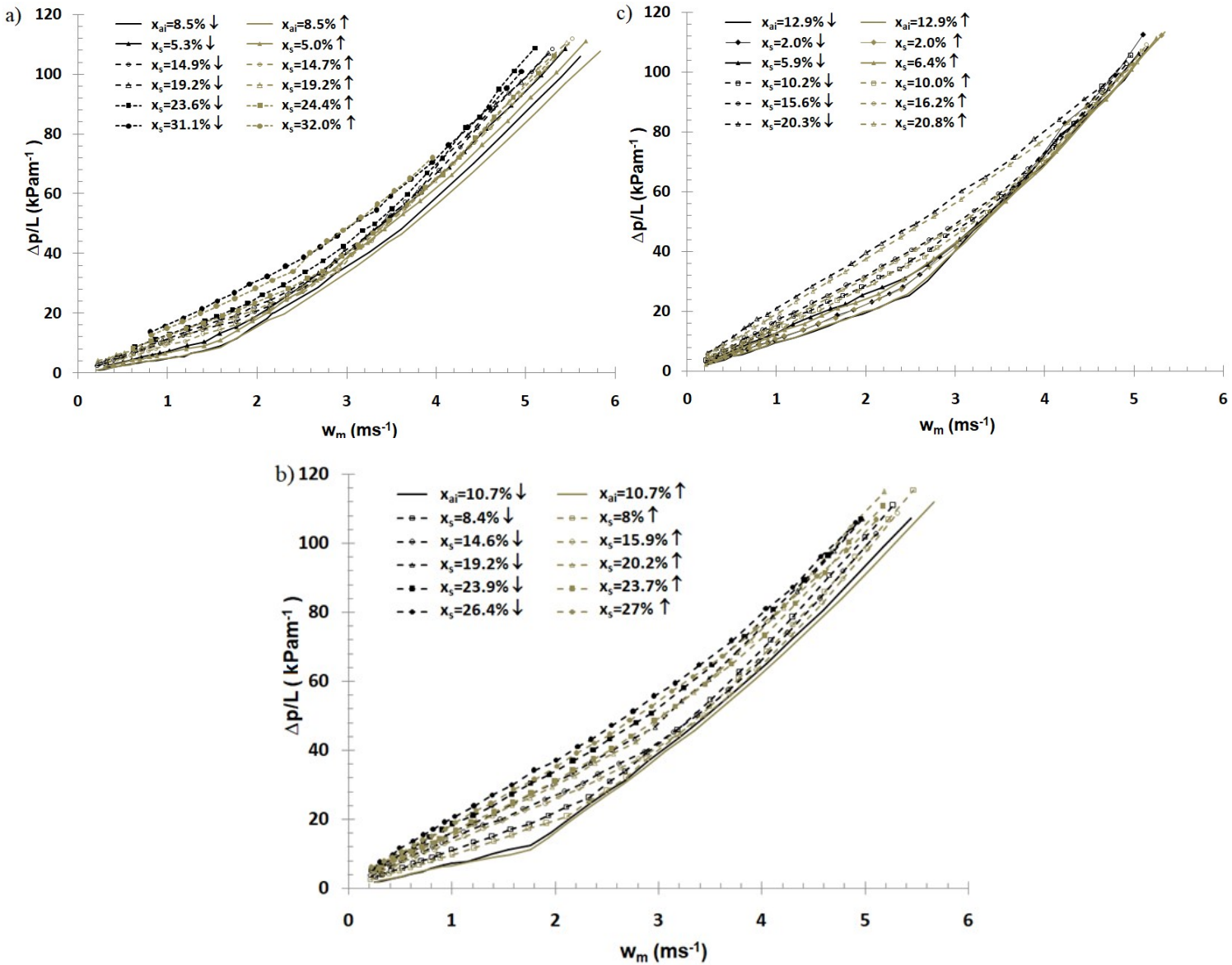
Walidacji wyników pomiarów dla kanału pionowego dokonano poprzez ich porównanie z wynikami badań dla szczelinowego kanału poziomego o tym samym przekroju poprzecznym zaprezentowanych w pracy [51]. Na rysunku 3.12 przedstawiono porównanie wartości spadków ciśnienia podczas przepływu do góry w pionowym kanale szczelinowym oraz podczas przepływu w szczelinowym kanale poziomym. Uwzględniając różnice w udziałach masowych lodu należy zauważyć, że opory przepływu w kanale poziomym

wykazują nieco niższe wartości niż spadki ciśnienia podczas przepływu do góry w kanale pionowym. W przypadku przepływu cieczy nośnej etanolu (x_{ai}=10,7%) względne różnice spadków ciśnienia w kanale pionowym i w kanale poziomym nie przekraczały 8%.

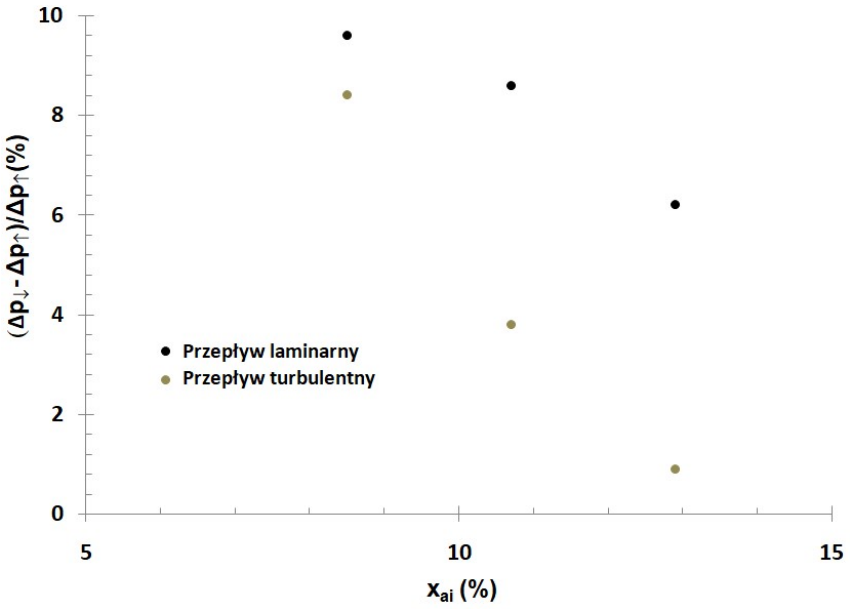


Rysunek 3.12. Porównanie spadków ciśnienia w poziomym i pionowym kanale szczelinowym dla zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym cieczy nośnej x_{ai}=10,7%

Silniejsze oddziaływanie cząstek stałych na przepływ zawiesiny lodowej obserwowane jest w obszarze przepływu laminarnego. Analizując rysunek 3.13, przedstawiający porównanie spadków ciśnienia dla przepływu do góry i spływu w dół, można zauważyć, że spadki ciśnienia zawiesiny lodowej podczas przepływu do góry są niższe niż opory przepływu dla spływu w dół. Rozważane zjawisko jest szczególnie widoczne dla prędkości średnich odpowiadających przepływowi laminarnemu. Z rysunku 3.14 wynika, że większe różnice mierzonych wartości oporów przepływu występują w obszarze laminarnym przepływu oraz dla niższych stężeń początkowych zawiesiny lodowej. Wyższe opory przepływu lodu zawiesinowego podczas spływu w dół są efektem wzajemnej relacji gęstości cząsteczek lodu i cieczy nośnej. Niższa od gęstości cieczy nośnej gęstość lodu generuje siłę wyporu sprzyjającą unoszeniu cząstek z dołu do góry. Podczas przepływu w górę kanału pionowego dryfowanie cząstek w górnej jego części zwiększa gęstość płynu w części dolnej, powodując lokalne zmniejszenie prędkości przepływu. Podczas spływu w dół cząsteczki lodu gromadzące się w górnej części kanału obniżają gęstość cieczy, co skutkuje wzrostem średniej prędkości płynu oraz oporów przepływu.



Rysunek 3.13. Porównanie spadków ciśnienia dla przepływu do góry i spływu w dół: a) x_{ai}=8,5 %, b) x_{ai}=10,7 %, c) x_{ai}=12,9 %



Rysunek 3.14. Wpływ charakteru ruchu oraz stężenia cieczy nośnej na relację spadków ciśnienia przy spływie w dół i przepływie do góry (Δp↓- Δp↑)/ Δp↑

Występowanie wyższych oporów przepływu podczas spływu zawiesiny lodowej w dół można również wyjaśnić posługując się pojęciami prędkości swobodnego unoszenia cząstek w_{set} oraz prędkości zakłóconego unoszenia cząstek $w_{h\text{-}set}$. Zgodnie z zależnością Budrycka (3.7) [90] i zależnością Richardsona-Zaki (3.8) [91] zmodyfikowaną przez Wallisa (3.9) [92] prędkość zakłóconego unoszenia cząstek $w_{h\text{-}set}$ zależy zarówno od relacji gęstości lodu i cieczy nośnej ρ_S/ρ_a jak również od udziału objętościowego cząstek stałych X_{Vs}.

$$w_{set} = 10^{-3} \cdot \frac{8{,}925}{d_s} \cdot \left(\sqrt{1 + 95 \cdot d_s^3 \cdot \left| \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \right|} - 1 \right) \tag{3.7}$$

$$w_{h-set} = w_{set} \cdot \left(1 - \frac{X_{Vs}}{100}\right)^m \tag{3.8}$$

$$m = \frac{4{,}7 \cdot \left(1 + 0{,}15 \cdot Re_s^{0{,}687}\right)}{1 + 0{,}25 \cdot Re_s^{0{,}687}} \tag{3.9}$$

Niższe stężenie cieczy nośnej oznaczające wyższą jej gęstość powoduje wzrost prędkości swobodnego unoszenia w_{set}, podobnie jak niższy udział masowy lodu sprzyja wyższym wartościom prędkości zakłóconego unoszenia $w_{h\text{-}set}$, co w konsekwencji prowadzi do wyraźniejszego rozdziału faz i większych rozbieżności pomiędzy spadkami ciśnienia przy spływie w dół i przepływie do góry.

4. Zależności empiryczne do obliczania współczynnika oporów tarcia dla pionowego kanału szczelinowego i różnych kierunków przepływu

Jak wykazano w przeglądzie literatury przedmiotu (rozdział 1) współczynnik oporów Fanninga dla przepływu zawiesiny lodowej oblicza się w oparciu o zależności przyporządkowane konkretnym modelom reologicznym. Alternatywne podejście do tego problemu przedstawiono w pracach [14] oraz [93], w których wprowadzono uogólnioną postać liczby Reynoldsa pozwalającą traktować przepływ zawiesiny lodowej jak uogólniony przepływ cieczy nienewtonowskiej.

W niniejszym rozdziale, wykorzystując uogólniony model cieczy nienewtonowskiej, podjęto się zaproponowania zależności do obliczania współczynnika oporów tarcia lodu zawiesinowego dla różnych kierunków przepływu w pionowym kanale szczelinowym [93].

4.1. Przepływ zawiesiny lodowej oparty na uogólnionej definicji liczby Reynoldsa

W związku z faktem, iż zawiesina lodowa jest płynem nienewtonowskim nie jest możliwe obliczanie współczynników oporów Fanninga w oparciu o zależność Fanninga dla przepływu laminarnego (4.1) oraz zależność Blasiusa dla przepływu turbulentnego (4.2) przy wykorzystaniu liczby Reynoldsa zdefiniowanej jak dla płynu newtonowskiego (4.3), gdyż może to być obarczone istotnym błędem.

$$c_{f-lam} = \frac{16}{Re_{IS}} \tag{4.1}$$

$$c_{f-tur} = \frac{0{,}079}{Re_{IS}^{0{,}25}} \tag{4.2}$$

$$Re_{IS} = \frac{w_m d_h \rho_{IS}}{\mu_p} \tag{4.3}$$

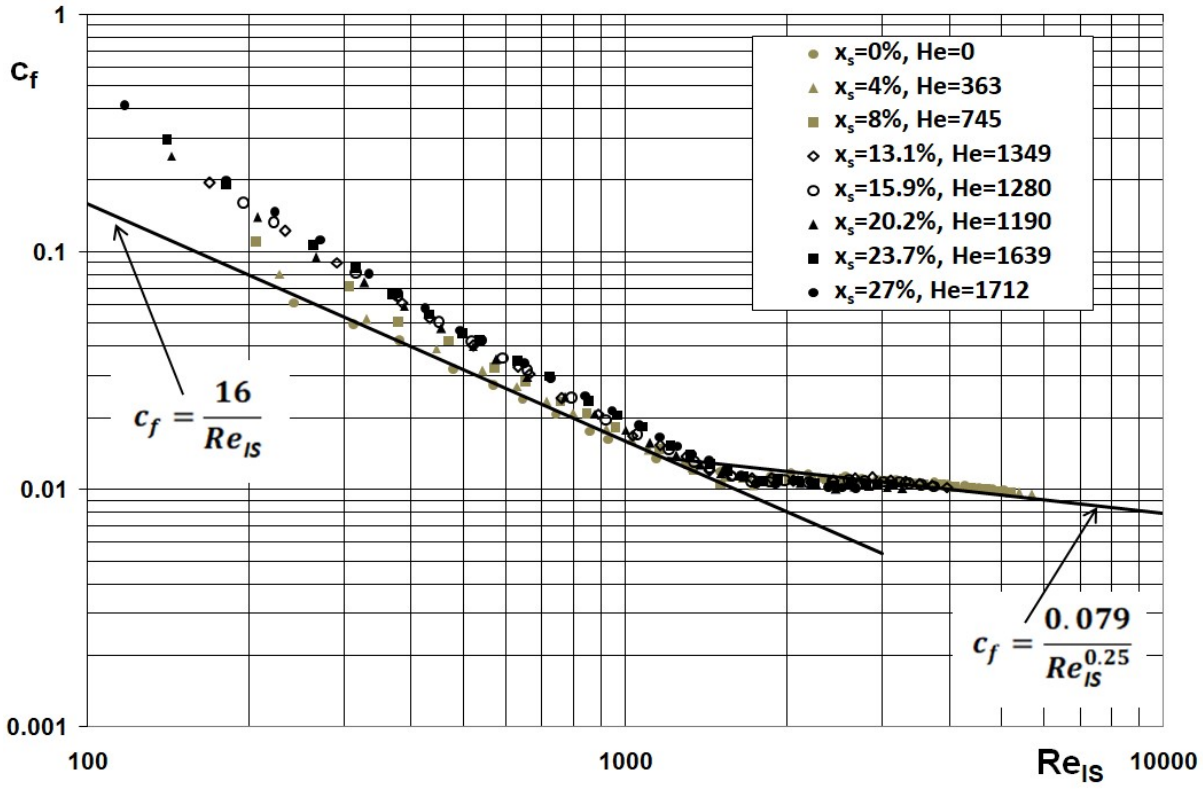
Prawdziwość powyższego stwierdzenia dowodzi rysunek 4.1 pokazujący porównanie obliczonych według zależności 4.1-4.3 i eksperymentalnych wartości współczynników oporów Fanninga dla przepływu wewnątrz rury poziomej. Wartości eksperymentalne współczynników oporów Fanninga były wyznaczane przy pomocy równania (4.4) w oparciu o zmierzone wartości strat ciśnienia:

$$c_{f-exp} = \frac{d_h \Delta p}{2L\rho_{IS} w_m^2} \tag{4.4}$$

Analizując rysunek 4.1 można zauważyć, że rozbieżność pomiędzy obliczonymi i eksperymentalnymi wartościami współczynnika oporów Fanninga zależy od wartości liczby Hedströma zdefiniowanej przy pomocy wzoru (4.5):

$$He = \frac{d_h^2 \tau_p \rho_{IS}}{\mu_p^2} \tag{4.5}$$

Dla liczb Hedströma He<750 wspomniana rozbieżność nie przekracza 10% natomiast dla wyższych wartości liczb Hedströma He>750 (wyższe udziały masowe lodu) średnia względna rozbieżność pomiędzy wartościami eksperymentalnymi i obliczonymi wynosi 42% (maksymalna względna rozbieżność to 204%). W zakresie przepływu turbulentnego średnia względna różnica pomiędzy wartościami współczynnika oporów Fanninga uzyskanymi na podstawie pomiarów i obliczonymi przy pomocy równania Blasiusa jest mniejsza od 2%. Wyniki pokazane na rysunku 4.1 wskazują, że wysokie wartości liczby Hedströma wzmagają nienewtonowski charakter przepływu zawiesiny lodowej. Zależność liczby Hedströma od granicznego naprężenia stycznego τ_p, współczynnika lepkości plastycznej μ_p oraz gęstości lodu zawiesinowego ρ_{IS} powoduje, że na wartość rozważanej liczby podobieństwa ma wpływ zarówno stężenie cieczy nośnej jak i udział masowy lodu. Zakładając graniczną wartość liczby Hedströma wynoszącą He_{lim}=750 można przyjąć, że dla analizowanych warunków przepływu (d_h=0,016m), graniczny udział masowy lodu, poniżej którego współczynnik oporów Fanninga może być obliczany jak dla płynu newtonowskiego z średnią rozbieżnością nieprzekraczającą 10% wynosi $x_{s\text{-}lim}$=6,4; 8; 12% dla początkowych stężeń cieczy nośnej równych odpowiednio x_{ai}=12,9; 10,7; 8,5%. Dla liczb Hedströma He<400 odpowiadających granicznym udziałom masowym lodu $x_{s\text{-}lim}$=3; 4; 5% (odpowiednio dla x_{ai}=12,9; 10,7; 8,5%) opory przepływu zawiesiny lodowej mogą być wyznaczane jak dla płynu newtonowskiego z średnim błędem mniejszym od 5%. Dla rozważanego zakresu pomiarowego, w obszarze przepływu turbulentnego, w całym obszarze zmienności liczb Hedströma, traktowanie lodu zawiesinowego jak płynu newtonowskiego wiąże się uzyskiwaniem współczynników oporów Fanninga obarczonych błędem nieprzekraczającym 10%.



Rysunek 4.1. Zależność $c_f(Re_{IS})$, przepływ zawiesiny lodowej w rurze o średnicy d_h=0,016m, x_{ai}=10,7%

W celu wyeliminowania wpływu liczby Hedströma na uzyskiwane wartości współczynnika oporów Fanninga zawiesiny lodowej, przy jednoczesnym zachowaniu możliwości korzystania z nieskomplikowanych zależności Fanninga i Blasiusa, można posłużyć się uogólnioną postacią liczby Reynoldsa zdefiniowaną w pracy [94] i opisaną wzorem (4.6):

$$Re_K = \frac{d_h^{n^*} \cdot w_m^{2-n^*} \cdot \rho_{IS}}{8^{1-n^*} \cdot K^*} \tag{4.6}$$

Wskaźnik płynięcia n^* oraz stała konsystencji K^* dla płynu Binghama w równaniu (4.6) są opisane zależnościami odpowiednio (4.7) oraz (4.8) [94]:

$$n^* = \frac{c\left[\frac{1-\varepsilon_B^{1+d/c}}{c+d} - \frac{\varepsilon_B\left(1-\varepsilon_B^{d/c}\right)}{d}\right]}{1-\varepsilon_B - d\left[\frac{1-\varepsilon_B^{1+d/c}}{c+d} - \frac{\varepsilon_B\left(1-\varepsilon_B^{d/c}\right)}{d}\right]} \tag{4.7}$$

$$K^* = (c\mu_p)^{n^*} \tau_w^{1+dn^*/c} \left[\frac{c}{c+d}\tau_w^{1+\frac{d}{c}} - \frac{c}{d}\tau_w^{\frac{d}{c}}\tau_p + \frac{c^2}{d(c+d)}\tau_p^{1+\frac{d}{c}}\right]^{-n^*} \tag{4.8}$$

W powyższych zależnościach (4.7-4.8) iloraz czynnych naprężeń stycznych płynu Binghama ε_B jest wyznaczany na podstawie równania (4.9):

$$\varepsilon_B = \frac{\tau_p}{\tau_w}, \tag{4.9}$$

natomiast bezwymiarowe parametry c i d charakteryzujące poprzeczny przekrój przepływu zostały obliczone według zależności (4.10) i (4.11) i zestawione w tabeli 4.1.

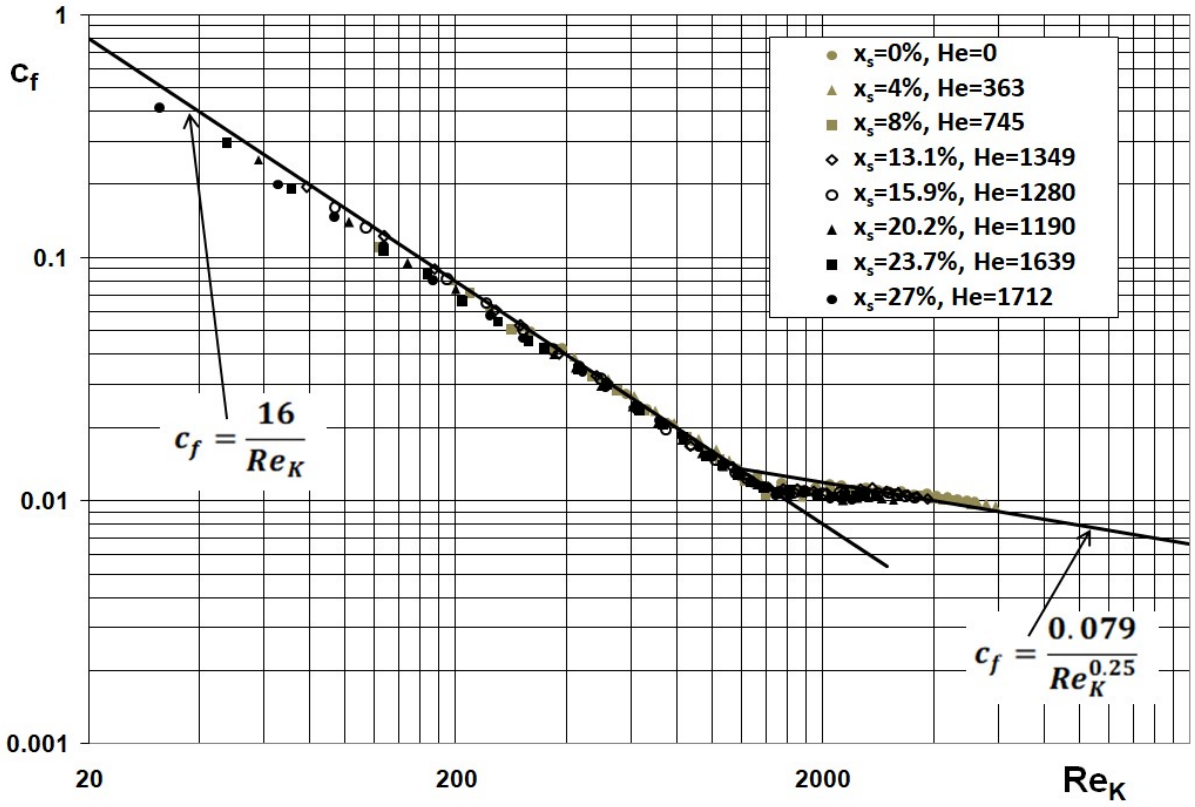
$$c = \{\, 2(1+E)^2[1 + 4\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(\frac{2n+1}{2}\pi)^3 \cosh(\frac{2n+1}{2E}\pi)}]\}^{-1}, \tag{4.10}$$

$$c + d = 3\{\, 2(1+E)^2[1 - \frac{192}{\pi^5} E \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^5} \tanh(\frac{(2n+1)\pi}{2E})]\}. \tag{4.11}$$

Tabela 4.1. Stałe Kozickiego dla wybranych przekrojów poprzecznych

Przekrój	*c*	*d*
Kołowy	0,25	0,75
Prostokątny axb=0,003x0,0358m traktowany jako szczelinowy	0,5	1

Wprowadzenie uogólnionej definicji liczby Reynoldsa według Kozickiego umożliwia potraktowanie przepływu lodu zawiesinowego jak uogólnionego przepływu cieczy nienewtonowskiej. Zastosowanie omawianego podejścia do danych eksperymentalnych prezentowanych w niniejszej pracy pozwoliło uzyskać rezultaty przedstawione na rysunku 4.2. Pokazano na nim porównanie eksperymentalnych (równanie 4.4) i obliczonych przy pomocy uogólnionej definicji liczby Reynoldsa (równanie 4.6) oraz zależności Fanninga i Blasiusa (równania 4.1 oraz 4.2) wartości współczynnika oporów Fanninga. Rysunek 4.2 wskazuje, że posłużenie się uogólnioną liczbą Reynoldsa według Kozickiego, pozwala traktować przepływ zawiesiny lodowej, będącej płynem Binghama, jako przepływ płynu newtonowskiego.



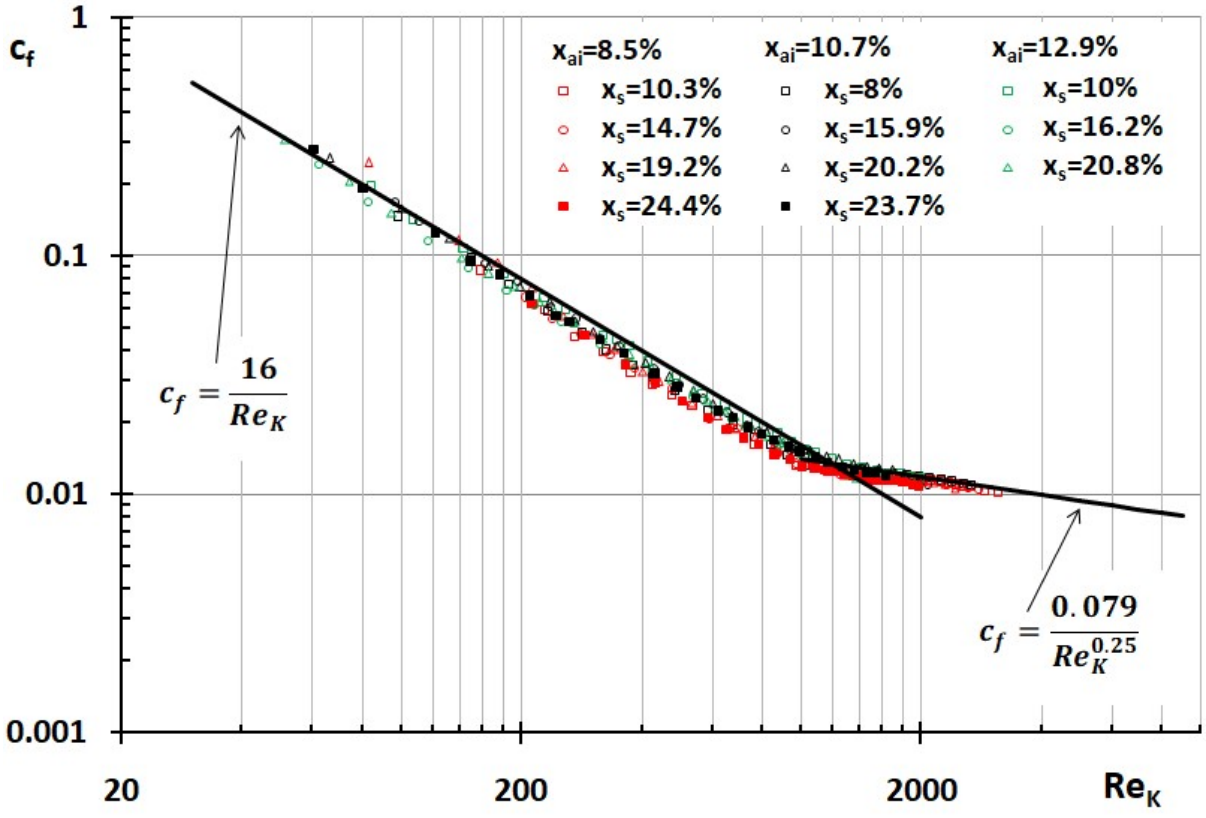
Rysunek 4.2. Zależność $c_f(Re_K)$, przepływ zawiesiny lodowej w rurze o średnicy d_h=0,016m, x_{ai}=10,7%

4.2. Uogólniony przepływ zawiesiny lodowej w kanale szczelinowym

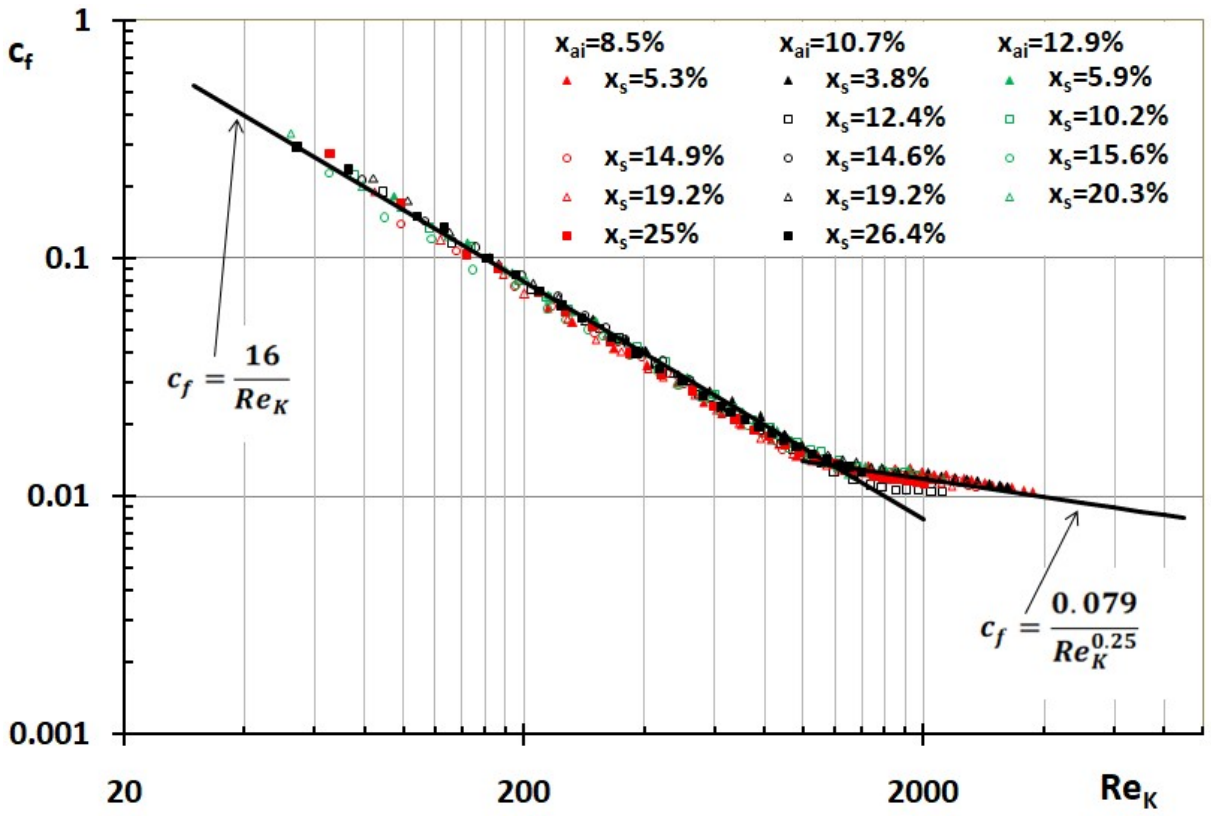
Wykorzystując uogólniony model cieczy nienewtonowskiej zaprezentowany w poprzednim podrozdziale podjęto się zaadoptowania go do opisu przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym. Na rysunku 4.3 przedstawiono wartości współczynnika oporów Fanninga wyznaczone na podstawie pomiarów (wzór 4.4) w funkcji uogólnionej liczby Reynoldsa według Kozickiego (wzór 4.6) dla przepływu do góry (rysunek 4.3a) oraz spływu w dół (rysunek 4.3b). W obszarze laminarnym wartości eksperymentalne współczynnika oporów Fanninga dla przepływu do góry są niższe niż wartości obliczone jak dla uogólnionego przepływu nienewtonowskiego. Z uwagi na większe różnice gęstości cieczy nośnej i cząstek stałych oraz wynikającą z tego wyższą wartość prędkości swobodnego unoszenia, większe rozbieżności zmierzonych ($c_{f\text{-exp}}$) i obliczonych ($c_{f\text{-calc}}$) wartości współczynnika oporów Fanninga odnoszą się do niższych stężeń cieczy nośnych (x_{ai}=8,5%). W obszarze laminarnego przepływu zawiesiny lodowej do góry, średnie względne różnice obliczonych i zmierzonych wartości współczynników c_f (wzór 4.10) wynoszą $\overline{E_{c_{f-L}}}$ =-12%; -6,5%; -3,5% dla stężeń cieczy nośnych odpowiednio x_{ai}=8,5%; 10,7%; 12,9%. Natomiast odpowiednie wartości E_{c_f} w obszarze przepływu burzliwego są równe $\overline{E_{c_{f-T}}}$=-3%; -0,5%; 4,4%. Dla przepływu w dół charakteryzującego się wyższymi wartościami oporów przepływu

uzyskano większą zgodność obliczonych i zmierzonych wartości współczynników c_f. Dla laminarnego przepływu w dół względne różnice obliczonych i zmierzonych wartości współczynników $c_{f\text{-}L}$ wynoszą $\overline{E_{c_{f-L}}}$ =-2,1%; 1,6%; -1,6% dla stężeń cieczy nośnych odpowiednio x_{ai}=8,5%; 10,7%; 12,9%. W obszarze przepływu burzliwego, podobnie jak dla przepływu do góry, największe rozbieżności obliczonych i zmierzonych wartości $c_{f\text{-}T}$ dotyczą stężenia cieczy nośnej x_{ai}=12,9%, dla którego $\overline{E_{c_{f-T}}}$=6,5%. Wynika to z faktu, że dla rozważanego stężenia cieczy nośnej większość punktów pomiarowych znajdowała się w obszarze przejściowym, w którym ze względu na pulsacje wartości ciśnienia błędy pomiarowe są największe. Dla niższych stężeń początkowych x_{ai}=8,5% oraz x_{ai}=10,7% zgodność obliczonych i zmierzonych wartości współczynników $c_{f\text{-}T}$ jest bardzo dobra i wynosi $\overline{E_{c_{f-T}}}$=2,3%. Powyższe wyniki wskazują, że niezależnie od kierunku przepływu zawiesiny lodowej, w obszarze przepływu burzliwego większe prędkości przepływu majoryzują efekty unoszenia cząstek stałych i zawiesina zachowuje się jak ciecz jednorodna. Zarówno dla przepływu do góry jak i spływu lodu zawiesinowego w dół, w zakresie przepływu turbulentnego, wartości współczynników oporów Fanninga można z bardzo dobrą dokładnością wyznaczać z zależności Blasiusa pod warunkiem zastosowania w zależności 4.2 liczby Reynoldsa według Kozickiego.

a)



b)



Rysunek 4.3. Zależność współczynnika oporów Fanninga od liczby Reynoldsa według Kozickiego $c_f(\mathrm{Re}_K)$, przepływ zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym: a) przepływ do góry; b) spływ w dół

Wysokie wartości dynamicznych współczynników lepkości plastycznej zawiesiny lodowej sprawiają, że liczby Reynoldsa wyznaczane w punktach pomiarowych są niskie w stosunku do uzyskiwanych w tych punktach wartości oporów przepływu. Współczynniki oporów Fanninga, wyznaczone z zależności Fanninga w oparciu o liczbę Reynoldsa według Kozickiego, są zatem większe w porównaniu z wartościami eksperymentalnymi wyznaczonymi dla przepływu laminarnego $c_{f\text{-}L\mathrm{exp}}$. Efekt ten jest szczególnie widoczny dla przepływu do góry, charakteryzującego się generalnie niższymi wartościami oporów przepływu (rysunek 4.3a). W celu poprawy dokładności wyznaczania współczynników c_f, dla laminarnego przepływu w górę kanału, zaproponowano zależność uwzględniającą wpływ segregacji cząstek stałych poprzez korektę mianownika równania Fanninga zgodnie ze wzorem (4.12) [93]:

$$c_{f-L} = \frac{16}{Re_K + f\left(\frac{\rho_{ai}}{\rho_s}\right) Re_{hs}}, \tag{4.12}$$

Funkcja $f\left(\frac{\rho_{ai}}{\rho_s}\right)$ we wzorze (4.12) została wyznaczona za pomocą programu *Table-Curve* w taki sposób, aby suma kwadratów wartości E_{c_f} obliczonych dla wszystkich punktów

pomiarowych osiągnęła wartość minimalną. Wartości funkcji $f\left(\frac{\rho_{ai}}{\rho_s}\right)$ należy obliczać z zaproponowanej zależności (4.13):

$$f\left(\frac{\rho_{ai}}{\rho_s}\right) = 1{,}716 \cdot 10^{-7}\left(\frac{\rho_{ai}}{\rho_s}\right)^{224{,}7} \tag{4.13}$$

Równanie (4.13) jest prawdziwe dla zawiesin o stosunku gęstości cieczy nośnej i cząstek stałych z przedziału $1 \leq \frac{\rho_{ai}}{\rho_s} \leq 1{,}1$ dla którego uzyskiwane wartości rozważanej funkcji mieszczą się w przedziale 1,5…5,25.

Liczba Reynoldsa Re_{hs} we wzorze (4.12) wyznaczana jest z zależności (4.14) w oparciu o prędkość zakłóconego unoszenia $w_{h\text{-set}}$ (wzory 3.7-3.9):

$$Re_{hs} = \frac{w_{h-set} d_s \rho_a}{\mu_a} \tag{4.14}$$

W powyższym wzorze dla analizowanych wyników pomiarów przyjęto wartość średnicy cząstek stałych równą d_s=0,2mm.

Zależność (4.12) pozwala wyznaczać wartości współczynników oporów Fanninga dla laminarnego przepływu do góry ze średnią rozbieżnością obliczonych i zmierzonych wartości mniejszą niż 1%. Jak już wspomniano, dla laminarnego spływu w dół zawiesiny lodowej, uzyskano bardzo dobrą zgodność zmierzonych i obliczonych wartości współczynników c_f . Z uwagi na ten fakt, korekta zależności Fanninga dla laminarnego spływu w dół nie jest konieczna i proponuje się wyznaczać wartości współczynników oporów Fanninga, jak dla uogólnionego przepływu cieczy nienewtonowskiej

Wyniki pomiarów przedstawione na rysunku 4.3 pozwalają zauważyć, że przejście w obszar przepływu burzliwego występowało przy wartościach liczb Reynoldsa Re_K niższych niż 2100. Generalnie można przyjąć, że krytyczna wartość liczby Reynoldsa dla przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym wynosi $Re_{K\text{-}crit}$=1600. Wyznaczenie dokładnego kryterium przejścia pomiędzy przepływem laminarnym i burzliwym wymaga jednak dalszych badań.

5. Model matematyczny adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym

W tym rozdziale zaprezentowano model matematyczny adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym [95]. W pracy zastosowano model numeryczny Euler-Euler bazujący na Kinetycznej Teorii Przepływów Granularnych (ang. Kinetic Theory of Granular Flow). W podrozdziale 5.1 zaprezentowano równania rządzące wybranego modelu dwufazowego. Podrozdział 5.2. zawiera opis geometrii modelu stworzonego w programie Ansys Fluent 2020. Walidację przygotowanego modelu CFD, przy pomocy własnych wyników badań empirycznych, opisano w podrozdziale 5.3.

5.1. Równania rządzące

Przyjęty model Euler-Euler zakłada wymianę pędu pomiędzy fazą stałą a fazą ciekłą. Równania rządzące są rozwiązywane osobno dla każdej fazy. Zasada zachowania masy dla fazy ciekłej oraz stałej jest opisana zależnościami odpowiednio (5.1) oraz (5.2) [96]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{w}_L) = 0 \tag{5.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_S \rho_S) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_S \rho_S \vec{w}_S) = 0 \tag{5.2}$$

W objętości kontrolnej realcja pomiędzy udziałem objętościowym fazy ciekłej oraz fazy stałej jest dana wzorem (5.3):

$$\alpha_L + \alpha_S = 1 \tag{5.3}$$

Zasada zachowania pędu dla fazy ciekłej jak i stałej jest opisana zależnościami w postaci (5.4) oraz (5.5) [96]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \vec{w}_i) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_i \rho_i \vec{w}_i \vec{w}_i) = -\alpha_i \vec{\nabla} \mathrm{p} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_i + \alpha_i \rho_i \vec{\mathrm{g}} + \vec{M}_{ji} \quad \text{gdzie } i=L,S,\ j=S,L \tag{5.4}$$

$$\vec{\tau}_i = \alpha_i \mu_i \left(\vec{\nabla}\, \vec{w}_i + \vec{\nabla}\, \vec{\mathrm{w}}_\mathrm{i}^{\mathrm{T}}\right) + \alpha_i \left(\lambda_i - \frac{2}{3}\mu_i\right)\left(\vec{\nabla}\, \vec{w}_i\right) \vec{\mathrm{I}} \qquad \text{gdzie } i=L,S \tag{5.5}$$

Lepkość objętościowa λ_S wykorzytywana w powyższych równaniach została obliczona na podstawie zależności (5.6) [97]:

$$\lambda_S = \frac{4}{3}\alpha_S \rho_S d_s g_{0,SS}(1 + e_{SS})\left(\frac{\theta_s}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5.6}$$

w której wartość współczynnika restytucji e_{ss} dla zderzeń cząstek przyjęto jako równą 0,9 ([54], [98], [99]). Występująca we wzorze (5.6) funkcja rozkładu radialnego cząstek $g_{0,SS}$ wyrażająca prawdopodobieństwo zderzeń pomiędzy nimi została wyznaczona za pomocą równania (5.7) [97]:

$$g_{0,SS} = [1 - (\alpha_s/\alpha_{s,max})^{\frac{1}{3}}]^{-1} \tag{5.7}$$

Ciśnienie fazy stałej p_s było obliczane z zależności (5.8) [100]:

$$p_s = \alpha_S \rho_S \theta_s + 2\rho_S(1+e_{SS})\alpha_s^2 g_{0,SS}\theta_s. \quad (5.8)$$

Lepkość ściania μ_S dla fazy stałej była wyznaczana z równania (5.9) [96]:

$$\mu_S = \frac{4}{5}\alpha_S \rho_S d_s g_{0,SS}(1+e_{SS})\left(\frac{\theta_s}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\alpha_S \rho_S d_s \sqrt{\pi\theta_s}}{6(3-e_{SS})}\left[1+\frac{2}{5}(1+e_{SS})(3e_{SS}-1)\alpha_S g_{0,SS}\right] \quad (5.9)$$

Temperatura granularna θ_s może być obliczana w oparciu o równanie zachowania energii [96], które po pominięciu członu konwekcyjnego i dyfuzyjnego zostaje uproszczone do postaci (5.10) [100];

$$\left(-p_s\vec{\mathrm{I}} + \vec{\tau}_S\right) : \vec{\nabla}\vec{w}_S - \gamma_{\theta_s} + \phi_{LS} = 0. \quad (5.10)$$

Podczas przepływu zachodzi wymiana pędu pomiędzy cząstkami stałymi a cieczą nośną, w której dominującą rolę odgrywają siły tarcia ([100], ([55]). W przyjętym modelu zmiana pędu spowodowana siłami tarcia była obliczana za pomocą zależności (5.11) [101]:

$$M_{SL} = K_{SL}(w_s - w_L), \quad (5.11)$$

w której dla obliczania współczynnika wymiany pędu pomiędzy cząstkami stałymi i cieczą nośną użyto równań (5.12) oraz (5.13) [96]:

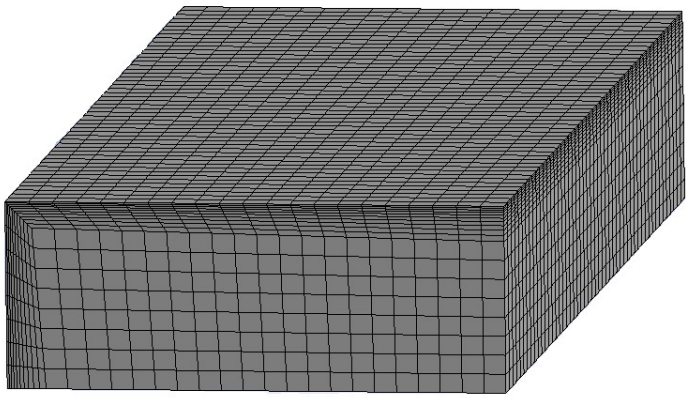
$$K_{SL} = \frac{18}{Re_S}\left[1+0.15(\alpha_L Re_S)^{0.687}\right]\frac{\alpha_S \rho_L |w_s - w_L|}{d_S}\alpha_L^{-2.65} \quad \text{dla } \alpha_s < 0.2, \quad (5.12)$$

$$K_{SL} = 150\frac{\alpha_s^2 \mu_L}{\alpha_L d_s^2} + 1.75\frac{\alpha_S \rho_L |w_s - w_L|}{d_S} \quad \text{dla } \alpha_s \geq 0.2. \quad (5.13)$$

Podobnie jak w publikacjach [6], [50], [56] w obszarze przepływu burzliwego zastosowano model turbulencji RNG k-ε.

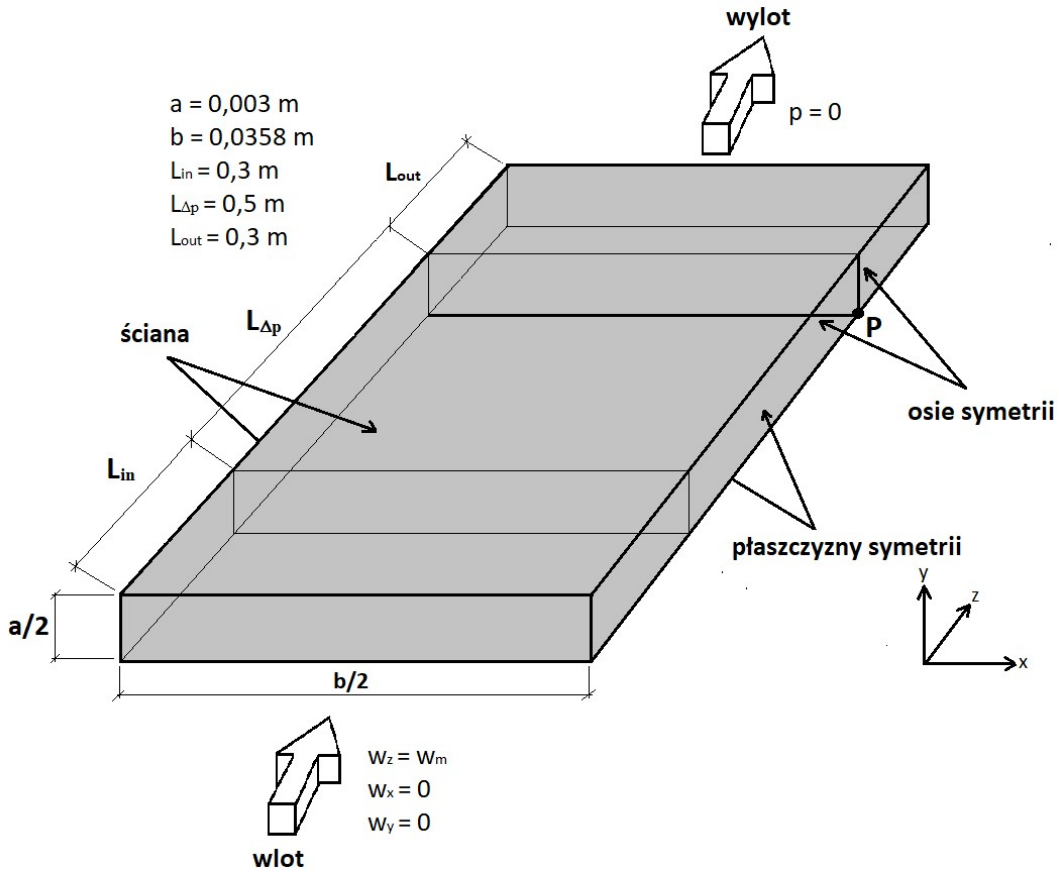
5.2. Geometria modelu CFD

W celu analizy przepływu zawiesiny lodowej w kanale szczelinowym o wymiarach przekroju poprzecznego *axb*=0,003m x 0,0358m, stworzono model geometryczny kanału oraz siatkę numeryczną w programie Ansys Fluent 2020. Całkowita długość kanału *L* obejmowała odcinek wlotowy L_{in}=0,3m, odcinek pomiarowy $L_{\Delta p}$=0,5m oraz odcinek wylotowy L_{out}=0,3m. Długość odcinka wlotowego L_{in} była tak dobrana, żeby zapewnić profil prędkości medium odpowiadający stanowi pełnego rozwinięcia się przepływu. Dyskretyzację domeny ciągłej przeprowadzono za pomocą siatki numerycznej o zróżnicowanej gęstości, mając na uwadze konieczność obserwacji zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej. Fragment siatki numerycznej obejmujący warstwę przyścienną pokazano na rysunku 5.1.



Rysunek 5.1. Fragment zastosowanej siatki numerycznej

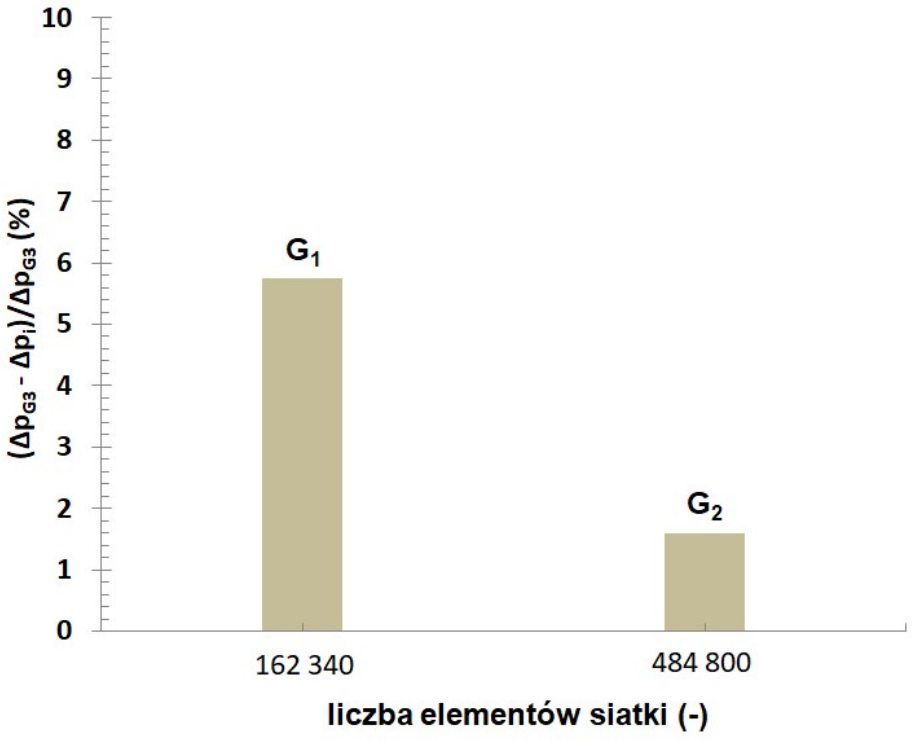
W analizowanym modelu zdefiniowane warunki brzegowe dla fazy ciekłej i stałej na wlocie oraz wylocie z kanału szczelinowego, a także na ścianach i płaszczyznach symetrii przedstawiono na rysunku 5.2. Na wlocie przyjęto warunek znanej i równej prędkości początkowej obu faz oraz znanego udziału objętościowego cząstek stałych. Na wylocie z kanału zastosowano warunek stałego ciśnienia (ang. zero-gauge pressure boundary condition). Dla ścian kanału przyjęto warunek zerowej prędkości (ang. no-slip condition). W przypadku płaszczyzn symetrii warunek brzegowy zakłada, że składowa wektora prędkości prostopadła do takiej płaszczyzny wynosi zero.



Rysunek 5.2. Przyjęty do obliczeń model geometryczny wraz z warunkami brzegowymi

Dyskretyzacja równań rządzących została przeprowadzona za pomocą metody objętości skończonych. Celem dyskretyzacji równań całkowych zastosowano schemat second-order upwind. Powstałe w ten sposób równania algebraiczne były rozwiązywane przy pomocy algorytmu SIMPLE. Uznano, że zbieżność obliczeń numerycznych została osiągnięta, jeżeli wartość residuów spadła poniżej 10^{-4}.

Mając na uwadze racjonalne gospodarowanie mocą obliczeniową stworzono model 3D z dwoma płaszczyznami symetrii (rysunek 5.2). Przeprowadzono analizę niezależności wyników od zagęszczenia siatki. W tym celu zbadano spadek ciśnienia w kanale dla trzech siatek numerycznych o następującej ilości elementów G_1=122 680, G_2=484 800 oraz G_3=1 897 740 przy przepływie zawiesiny lodowej z prędkością w_m=1,5ms^{-1}. Udział masowy lodu wynosił x_s=15% a stężenie początkowe etanolu było równe x_{ai}=10,7% (X_{Vai}=13,2%). Na rysunku 5.3 przedstawiono różnice procentowe uzyskiwanych spadków ciśnienia odniesione do wyników uzyskanych dla siatki G_3. Względna różnica wartości spadku ciśnienia dla siatek G_2 i G_3 była mniejsza niż 2% (rysunek 5.3), dlatego w dalszych obliczeniach zastosowano siatkę o łącznej liczbie elementów G_2 = 484 800 i średniej jakości OQ = 0,92.

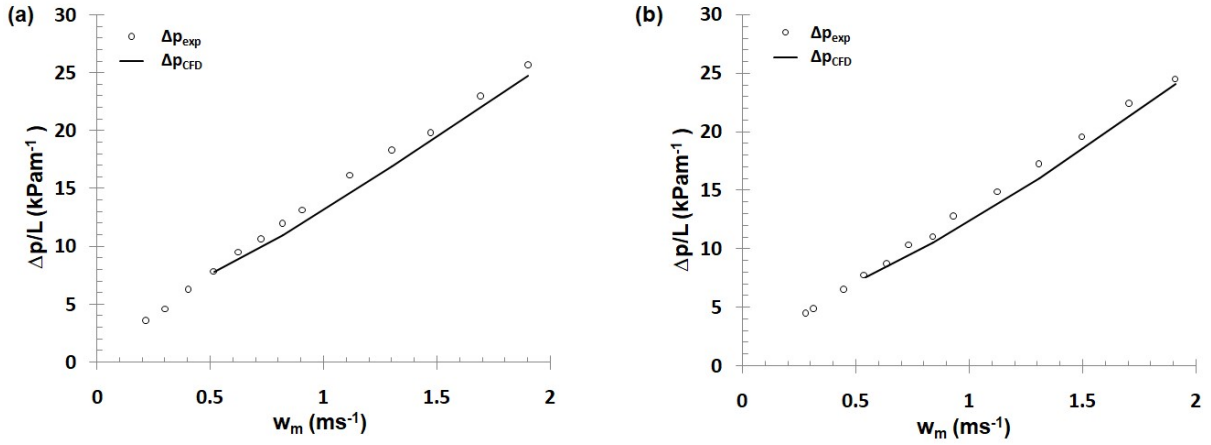


Rysunek 5.3. Różnice procentowe uzyskiwanych spadków ciśnienia odniesione do wyników otrzymywanych dla siatki G_3 (przepływ zawiesiny lodowej dla warunków x_{ai}=10,7%, x_s= 15%, w_m=1,5ms^{-1})

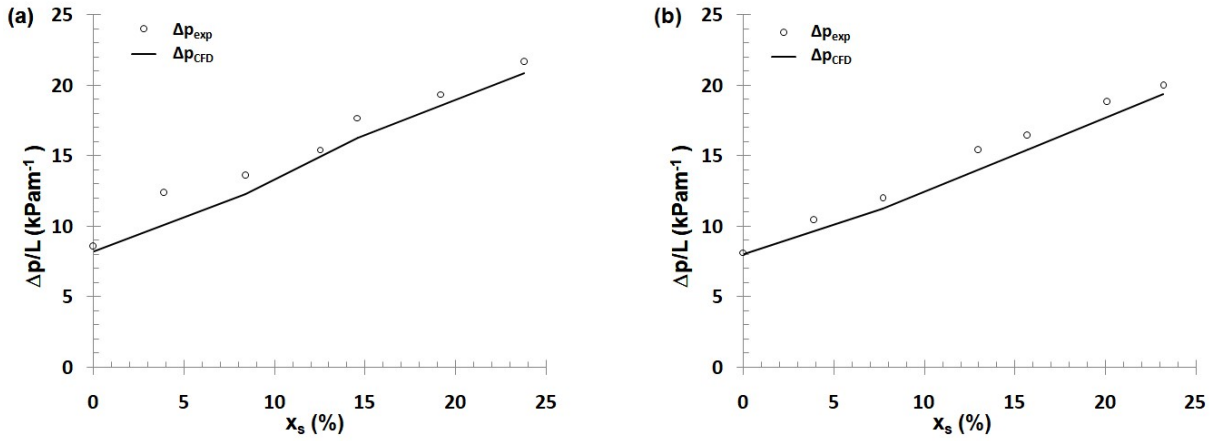
5.3. Walidacja modelu CFD

Przygotowany model CFD został zweryfikowany za pomocą wyników badań eksperymentalnych strat ciśnienia zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym zaprezentowanych w rozdziale 3 niniejszej pracy. Analiza poprawności obliczeń numerycznych została przeprowadzona dla zawiesiny lodowej etanolu o stężeniu początkowym x_{ai}=10,7% (X_{Vai}=13,2%), dla różnych udziałów cząstek stałych oraz kierunków i prędkości przepływu. Rozpatrzono zarówno przepływ laminarny jak i turbulentny.

Porównania wyników symulacji numerycznych z wynikami eksperymentalnymi w obszarze przepływu laminarnego dokonano na rysunku 5.4 oraz 5.5. Na pierwszym z nich (rysunek 5.4) przedstawiono obliczone i zmierzone wartości oporów przepływu w aspekcie wpływu prędkości i kierunku przepływu na uzyskiwane wartości spadku ciśnienia w odcinku pomiarowym $L_{\Delta p}$=0,5m. Na drugim z rysunków (rysunek 5.5) zestawiono zmierzone i obliczone wartości oporów przepływu dla ustalonej prędkości w_m=1,25ms^{-1} oraz różnych kierunków przepływu i udziałów masowych lodu. Porównanie eksperymentalnych i numerycznych wyników obliczeń pozwoliło stwierdzić, że maksymalna, względna różnica zmierzonych i obliczonych wartości spadków ciśnienia w obszarze przepływu laminarnego wyniosła $E_{\Delta p-m}$ = 8,0%, zaś średnia względna różnica zmierzonych i obliczonych wartości spadków ciśnienia była równa $\overline{E_{\Delta p}}$ = 5,6%.



Rysunek 5.4. Wpływ prędkości przepływu na spadki ciśnienia, porównanie zmierzonych i obliczonych wartości oporów przepływu, x_{ai}=10,7%, przepływ laminarny: (a) spływ w dół, udział masowy lodu x_s=14,6%, (b) przepływ w górę, udział masowy lodu x_s=15,9%



Rysunek 5.5. Wpływ udziału masowego lodu na opory przepływu, porównanie zmierzonych i obliczonych wartości oporów przepływu, w_m=1,25ms^{-1}, x_{ai}=10,7%, przepływ laminarny: (a) spływ w dół, (b) przepływ w górę

Analogicznego porównania dla przepływu turbulentnego dokonano w tabeli 5.1 oraz 5.2. W przypadku tabeli 5.1 zestawienie obliczonych i zmierzonych wartości oporów przepływu dotyczy ustalonej prędkości wynoszącej w_m=3,5ms^{-1} i zmiennych udziałów masowych lodu. W tabeli 5.2 przedstawiono natomiast wpływ prędkości na uzyskiwane wartości spadku ciśnienia W obszarze przepływu turbulentnego porównanie eksperymentalnych i numerycznych wyników obliczeń pozwoliło stwierdzić, że maksymalna, względna różnica zmierzonych i obliczonych wartości spadków ciśnienia wyniosła $E_{\Delta p-max}$ = 11,8%, zaś średnia względna różnica zmierzonych i obliczonych wartości spadków ciśnienia była równa $\overline{E_{\Delta p}}$ = 6,4%.

Tabela 5.1. Wpływ udziału masowego lodu na opory przepływu, porównanie zmierzonych i obliczonych wartości oporów przepływu, w_m=3,5ms^{-1}, x_{ai}=10,7%, przepływ turbulentny

Przepływ w dół, w_m = 3,5ms^{-1}, x_{ai}=10,7%				
x_s (%)	**0**	**5**	**10**	**20**
$\Delta p_{exp}/L$ (kPa m^{-1})	27,01	28,95	29,98	31,52
$\Delta p_{CFD}/L$ (kPa m^{-1})	28,35	30,62	31,21	32,89
Przepływ w górę, w_m = 3,5ms^{-1}, x_{ai}=10,7%				
x_s (%)	**0**	**5**	**10**	**20**
$\Delta p_{exp}/L$ (kPa m^{-1})	26,35	28,45	29,31	31,12
$\Delta p_{CFD}/L$ (kPa m^{-1})	28,14	30,47	31,12	32,68

Tabela 5.2. Wpływ prędkości przepływu na spadki ciśnienia, porównanie zmierzonych i obliczonych wartości oporów przepływu, x_{ai}=10,7%, przepływ turbulentny

Przepływ w dół, udział masowy lodu x_s = 14,6%			
w_m **(ms^{-1})**	**2,5**	**3,5**	**4,5**
$\Delta p_{exp}/L$ (kPa m^{-1})	19,01	29,22	42,40
$\Delta p_{CFD}/L$ (kPa m^{-1})	21,04	32,03	42,62
Przepływ w górę, udział masowy lodu x_s =15,9%			
w_m **(ms^{-1})**	**2,5**	**3,5**	**4,5**
$\Delta p_{exp}/L$ (kPa m^{-1})	18,75	28,43	41,65
$\Delta p_{CFD}/L$ (kPa m^{-1})	20,96	31,48	42,42

Zaprezentowane porównanie wyników badań eksperymentalnych z wynikami symulacji numerycznych jednoznacznie pokazuje, że zastosowany model Euler - Euler może być z powodzeniem użyty do obliczania spadków ciśnienia towarzyszących przepływowi zawiesiny lodowej. Pokazane wyniki obliczeń numerycznych potwierdzają rosnący charakter spadku ciśnienia w funkcji prędkości i udziału objętościowego lodu wykazywany w niniejszej pracy oraz w publikacjach wielu badaczy tematu np. [59], [65], [66], [74], [75]. Warto również zauważyć, że spadki ciśnienia uzyskane za pomocą symulacji numerycznych dla spływu w dół są większe w stosunku do wartości obserwowanych dla przepływu w górę. Znajduje to zarówno potwierdzenie w badaniach eksperymentalnych przedstawionych w niniejszej pracy, jak również w badaniach numerycznych przedstawionych w publikacjach [55] oraz [64] dotyczących przepływu w pionowej rurze.

6. Modelowanie CFD przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym

W niniejszym rozdziale zastosowano metodę Euler-Euler do modelowania CFD adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym dla różnych kierunków przepływu. W podrozdziale 6.1 zaprezentowano zakres zrealizowanych badań numerycznych. Podrozdział 6.2 zawiera doniesienia na temat numerycznie wyznaczanonych spadków ciśnienia. W podrozdziale 6.3 analizowano profile prędkości i rozkładu cząstek stałych w kontekście występowania przepływu wielofazowego.

6.1. Zakres badań numerycznych

Badania numeryczne dotyczyły analizy wpływu stężenia cieczy nośnej, udziałów cząstek stałych, prędkości przepływu i kierunku przepływu na profile prędkości fazy stałej i rozkłady cząstek stałych w przekroju poprzecznym przepływu.

Zakres badań numerycznych obejmował:

- średnicę cząstek stałych d_s=0,2mm [14],
- trzy różne początkowe stężenia objętościowe wodnego roztworu etanolu X_{Vai}=10,5%, 13,2%, 15,8% (stężenia masowe odpowiednio x_{ai}=8,5%, 10,7%, 12,9%) ,
- udziały objętościowe lodu X_{Vs}=0…26,3% (udziały masowe odpowiednio x_s=0…25%),
- średnie prędkości przepływu w_m=0,3…2,0ms^{-1}, odpowiadające przepływowi laminarnemu (liczba Reynoldsa według Kozickiego Re_K=60…1600),
- przepływ w górę oraz spływ dół.

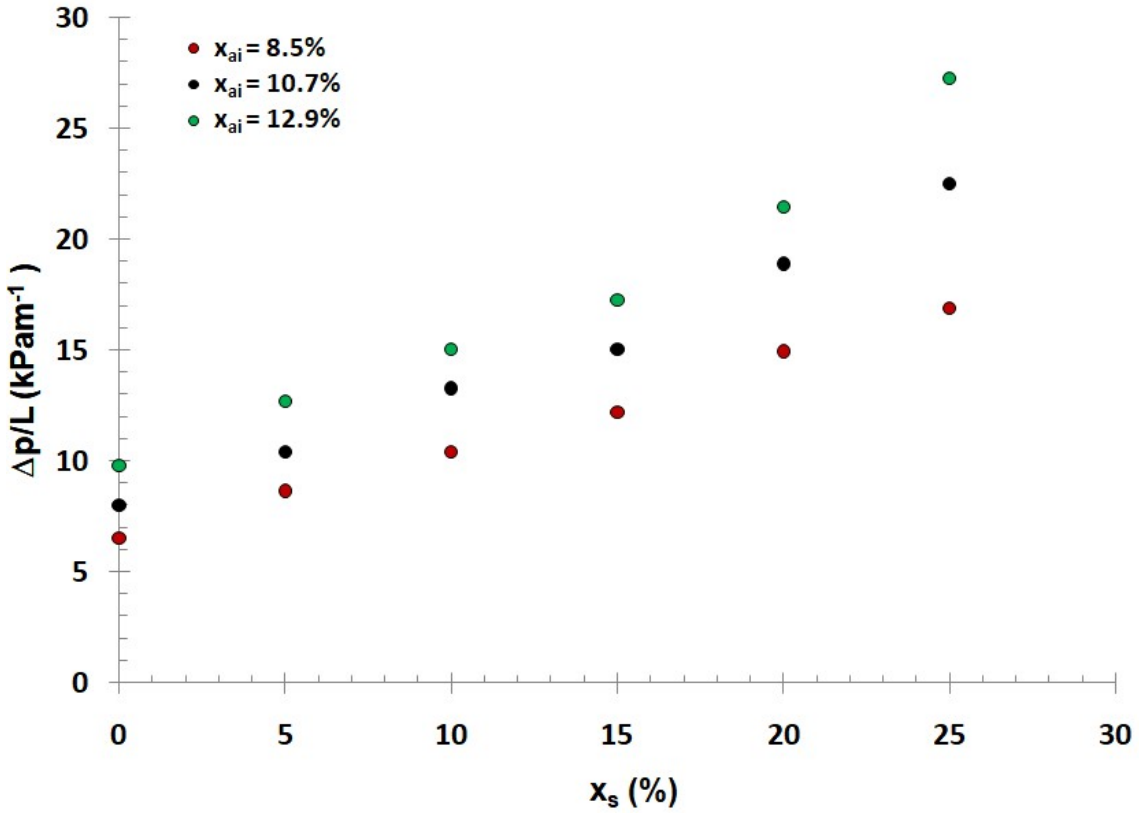
Przegląd literatury wskazuje, że wielofazowy charakter przepływu zawiesin jest szczególnie obserwowany dla niskich prędkości przepływu. Dodatkowo badania eksperymentalne zaprezentowane w rozdziale 3 i 4 pracy wykazały, że w przypadku przepływu burzliwego różnice w oporach przepływu zawiesiny lodowej wynikające z kierunku przepływu były mniejsze, niż w obszarze przepływu laminarnego. W celu wyeliminowania wpływu dokładności pomiarowych oraz dokładności obliczeń numerycznych na interpretację wyników, szczególnie interesujące są obliczenia wykonane dla przepływu laminarnego, dla którego różnice w spadkach ciśnienia dla przepływu w górę i spływu w dół mieściły się w zakresie 6…10%.

6.2. Spadki ciśnienia w pionowym kanale szczelinowym

Numeryczne wyznaczanie spadków ciśnienia miało na celu pokazanie wpływu prędkości, kierunku przepływu, stężenia początkowego etanolu oraz udziału masowego lodu na uzyskiwane wartości spadków ciśnienia. Otrzymane w ten sposób wyniki można

jakościowo i ilościowo porównać z wynikami badań eksperymentalnych zaprezentowanych w tej pracy.

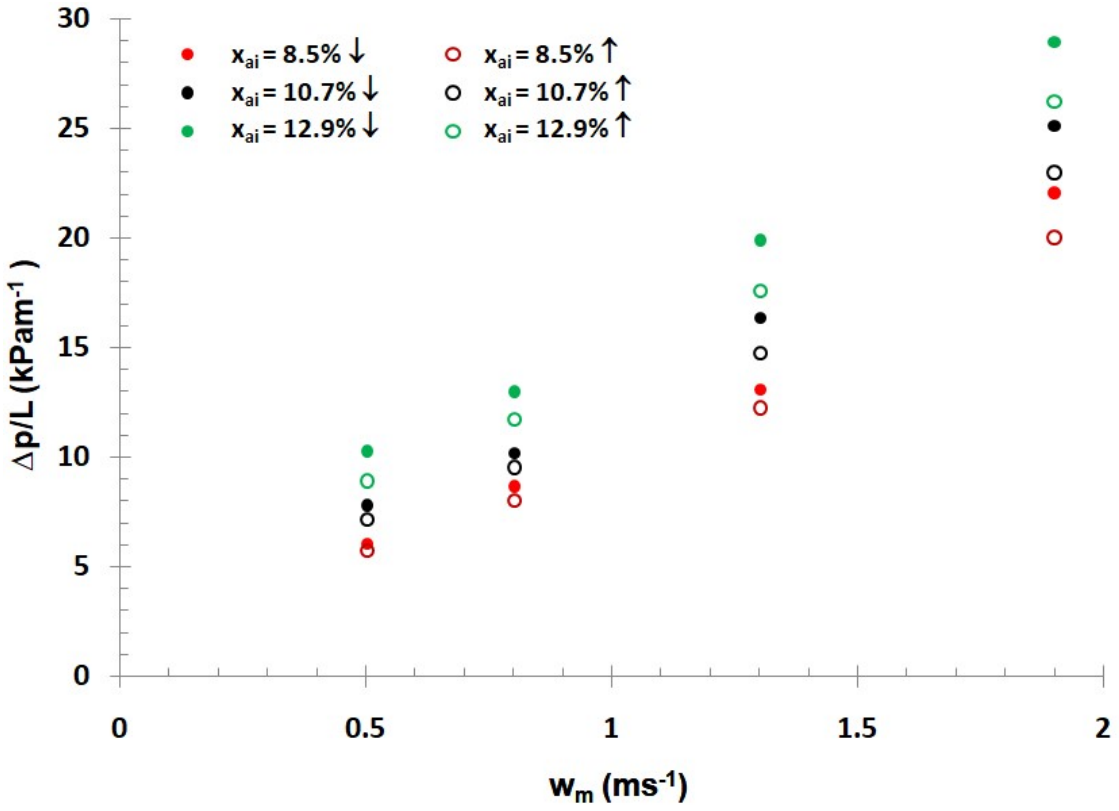
Wpływ średniego udziału masowego lodu oraz masowego stężenia początkowego etanolu na straty ciśnienia uzyskiwane podczas przepływu zawiesiny lodowej w górę, z prędkością w_m=1,25ms^{-1}, pokazano na rysunku 6.1. Wyniki obliczeń numerycznych potwierdzają dostępne rezultaty badań eksperymentalnych przedstawione w rozdziale 3 niniejszej pracy. Wzrost zawartości lodu powoduje wzrost strat ciśnienia, co wynika ze zwiększonej dyssypacji energii będącej powodem znacznie częstszych zderzeń cząstek stałych. Wyższe stężenie początkowe cieczy nośnej wiąże się ze wzrostem dynamicznego współczynnika lepkości wodnego roztworu etanolu, prowadzącym do większych oporów przepływu.



Rysunek 6.1. Wpływ udziału masowego lodu oraz stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu na straty ciśnienia dla przepływu zawiesiny lodowej w górę w kanale szczelinowym z prędkością w_m=1,25ms^{-1}

Na rysunku 6.2 zaprezentowano wpływ prędkości oraz kierunku przepływu zawiesiny lodowej na uzyskiwane straty ciśnienia. Numerycznie wyznaczone straty ciśnienia dla spływu zawiesiny lodowej w dół są wyższe niż dla przepływu do góry. Powyższy fakt znajduje potwierdzenie w wynikach badań empirycznych przedstawionych w podrozdziale 3.5. We wspomnianej części pracy zjawisko to wytłumaczono faktem, iż podczas podczas spływu w

dół siła wyporu działająca na cząsteczki lodu jest skierowana w przeciwnym kierunku do siły grawitacji. W wyniku tego cząstki stałe posiadające niższą gęstość od cieczy nośnej gromadzą się we wlotowej części kanału. Skutkuje to lokalnym spadkiem gęstości medium powodującym wzrost prędkości, który prowadzi do uzyskiwania wyższych oporów przepływu. Celem potwierdzenia powyższej tezy wyznaczono numerycznie maksymalne wartości prędkości fazy ciekłej i stałej na wlocie do odcinka pomiarowego. Przy przepływie zawiesiny lodowej o udziale masowym lodu x_s=5% z prędkością w_m=1,25ms^{-1} wynoszą one 1,91ms^{-1} i 1,86ms^{-1} przy spływie w dół oraz 1,79ms^{-1} i 1,84ms^{-1} przy przepływie do góry, odpowiednio dla cieczy nośnej i cząstek lodu. W przypadku przepływu zawiesin lodowych o udziałach masowych lodu x_s >10% nie obserwuje się wyższych wartości prędkości przy spływie w dół, co można tłumaczyć częstszymi zderzeniami cząstek lodu powodującymi dyssypację energii i straty ciśnienia. Numerycznie wyznaczone spadki ciśnienia dla spływu w dół są o 5-9% większe w stosunku do wartości uzyskanych dla przepływu w górę. Znajduje to potwierdzenie w badaniach eksperymentalnych zaprezentowanych w podrozdziale 3.5 niniejszej pracy, w których ta różnica wynosiła 6-10% .



Rysunek 6.2. Wpływ prędkości, stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na straty ciśnienia przy przepływie zawiesiny lodowej o udziale masowym lodu x_s=15% w kanale szczelinowym

6.3. Profile prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych

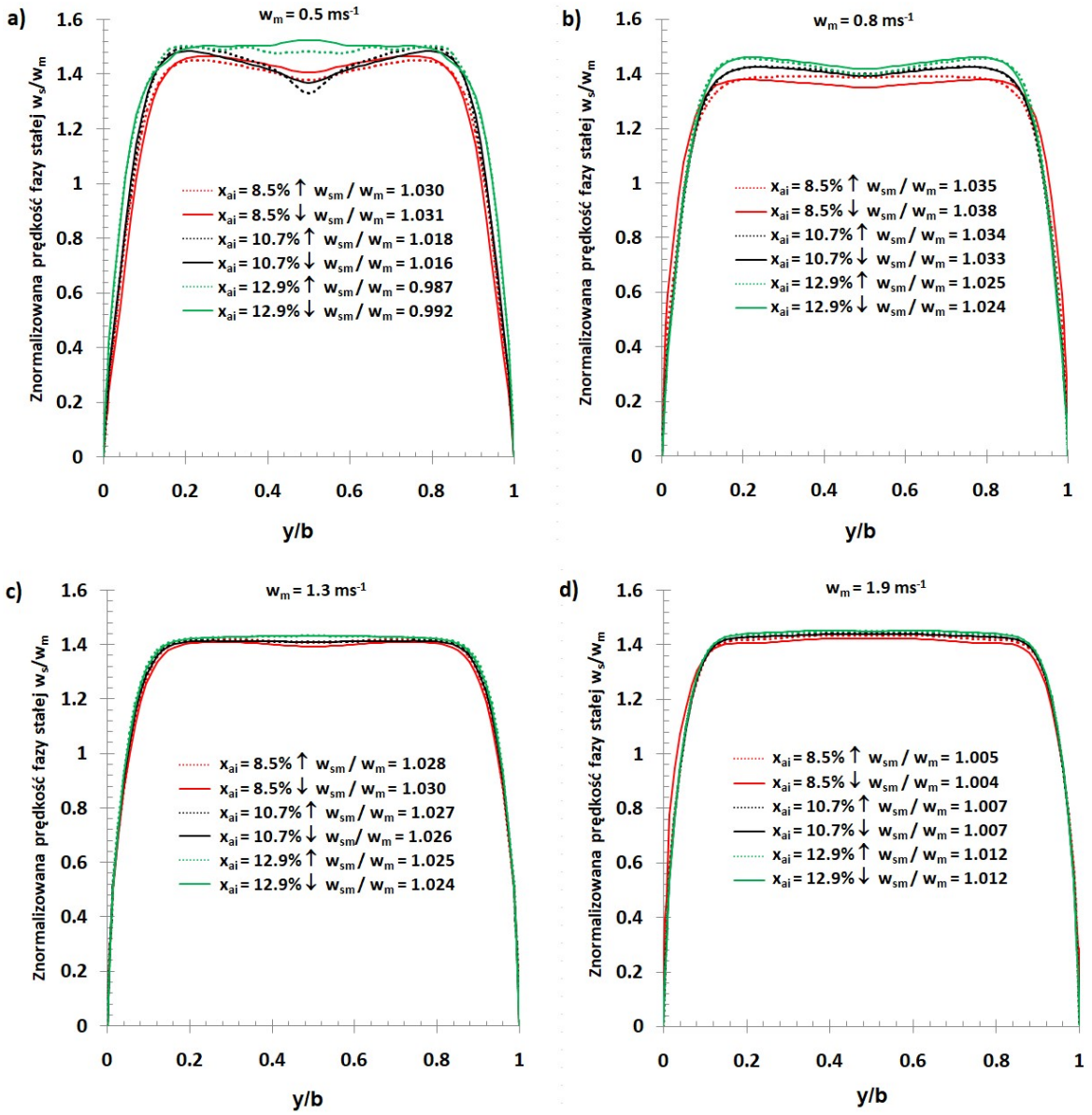
Celem uniknięcia problemów transportowych związanych z zatykaniem się kanałów przepływowych należy w przypadku zawiesin lodowych unikać przepływu o strukturze heterogenicznej. Występowanie przepływu heterogenicznego można stwierdzić w oparciu o analizę profili prędkości i udziału objętościowego cząstek stałych wyznaczonych dla zadanych warunków (średnica hydrauliczna, prędkość średnia oraz udział masowy lodu) oraz na podstawie obliczenia wartości prędkości poślizgu zdefiniowanej w podrozdziale 1.4 tej pracy.

Profile prędkości cząstek stałych otrzymane dla przekroju wylotowego kanału szczelinowego pokazano na rysunku 6.3. Zaprezentowane wyniki badań numerycznych pokazują wpływ prędkości, stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na otrzymywany profil prędkości cząstek stałych przy założeniu udziału masowego lodu x_s=15% (X_{Vs}=15,9%). Z uwagi na przepływ pionowy lodu zawiesinowego otrzymane profile prędkości są symetryczne. Powyższy fakt można potwierdzić analizując profile udziału cząstek stałych (rysunek 6.4), które są również symetryczne. Przy niskich prędkościach przepływu ($w_m \leq$ 0,8ms^{-1}) maksymalna prędkość kryształków lodu jest osiągana w odległości około 0,15x*b* od ścianki kanału. Zjawisko to można tłumaczyć faktem, iż dla niskich prędkości przepływu silne oddziaływanie ściany kanału (zawierającej krótszy bok) sprawia, że udział objętościowy cząstek stałych w sąsiedztwie ściany rośnie, co można zaobserwować na rysunku 6.4a oraz 6.4b. Skutkuje to lokalnym spadkiem gęstości będącym przyczyną lokalnego wzrostu wartości prędkości (rysunek 6.3a i 6.3b). Analizując przepływ zawiesiny lodowej z prędkością w_m=0,5ms^{-1} oraz w_m=0,8ms^{-1} można zauważyć, że prędkość fazy stałej w osi symetrii kanału jest niższa nawet o 10% w stosunku do prędkości w odległości około 0,15xb od ścianki kanału. W przypadku przepływu płynu z prędkością w_m=1,3ms^{-1} oraz w_m=1,9ms^{-1} prędkość cząstek stałych w osi symetrii kanału jest tylko nieznacznie mniejsza od prędkości maksymalnej, a profil prędkości staje się bardziej wyrównany (rysunek 6.3c i 6.3d).

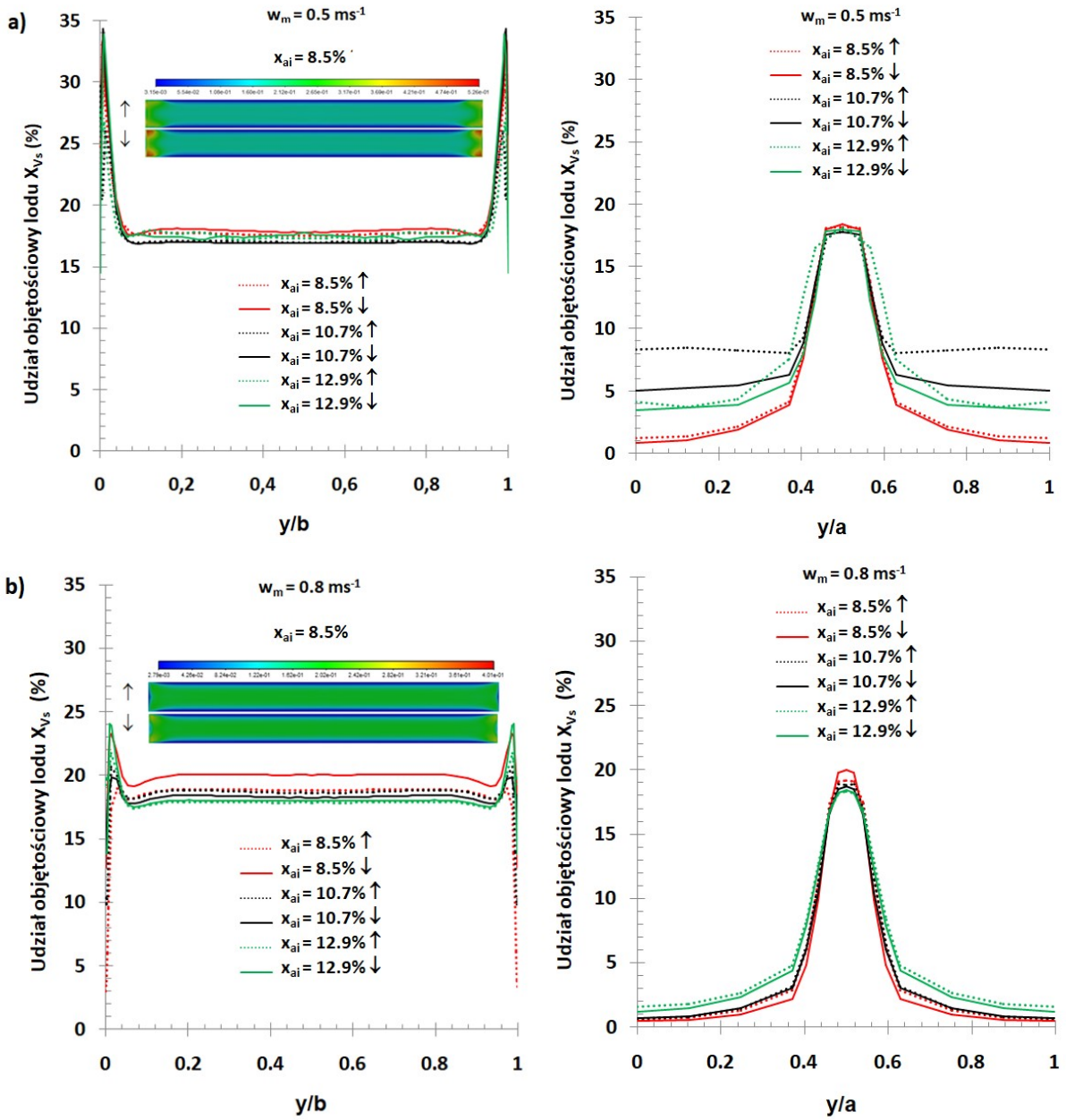
Stężenie początkowe wodnego roztworu etanolu ma znaczący wpływ na uzyskiwane profile prędkości cząstek stałych w przypadku przepływu medium z niską prędkością. Im wyższe jest stężenie początkowe wodnego roztworu etanolu, tym wyższa jest maksymalna prędkość fazy stałej, profil prędkości jest bardziej wyrównany i prędkość poślizgu jest najmniejsza (rysunek 6.3). Efekt ten związany jest z relacją gęstości cieczy nośnej i cząstek stałych. Wraz ze wzrostem stężenia cieczy nośnej maleje jej gęstość, co sprawia, że różnice gęstości cieczy nośnej oraz cząstek stałych są niższe ($\rho_S/\rho_a(x_{ai} = 12{,}9\%) = 0{,}934$;

$\rho_S/\rho_a(x_{ai} = 8{,}5\%) = 0{,}926$). Skutkuje to zmniejszeniem wpływu oddziaływania sił wyporu na przepływ zawiesiny.

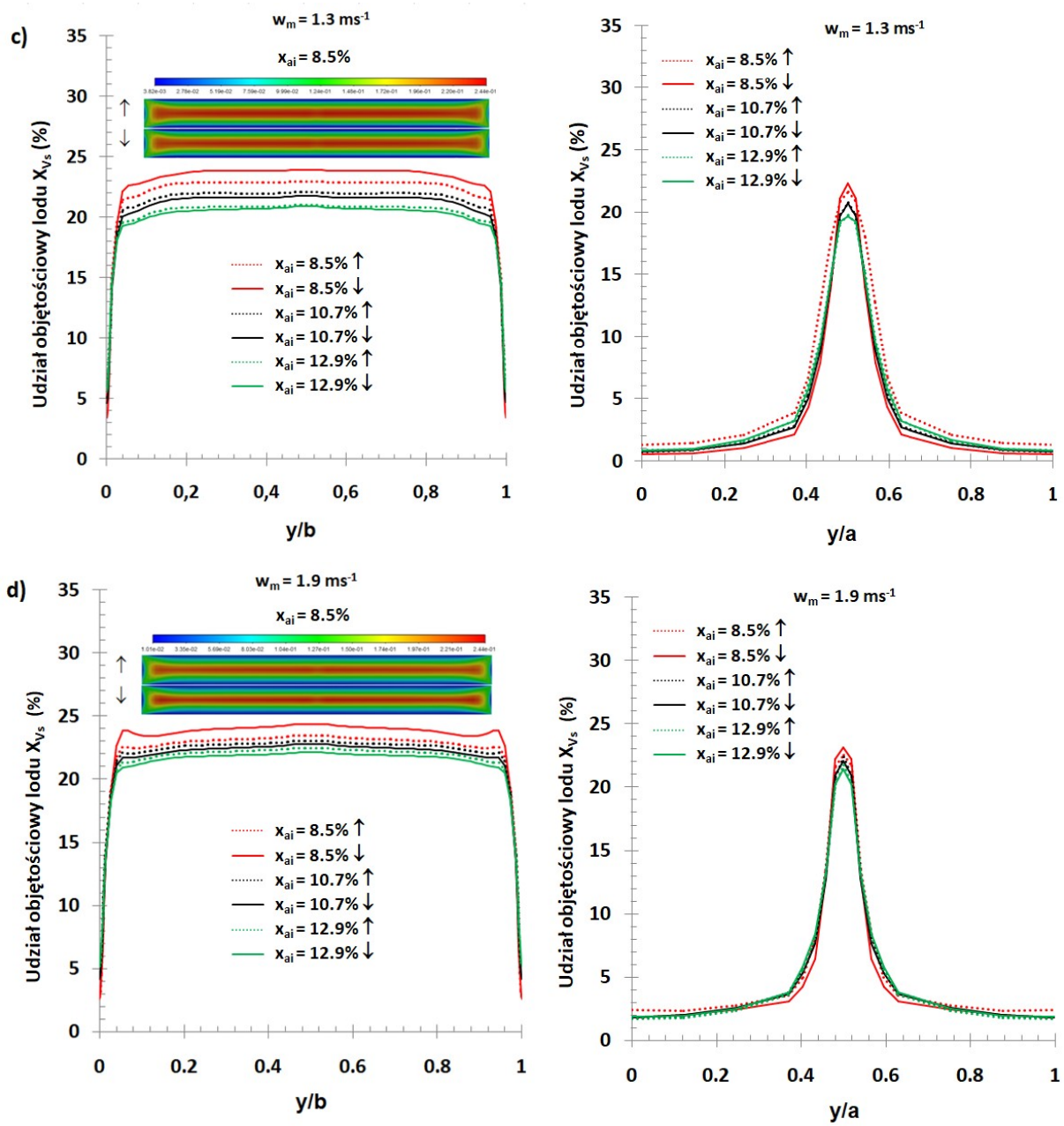
Wpływ kierunku przepływu na otrzymywane profile prędkości cząstek stałych jest również dobrze zauważalny tylko dla przepływu z niskimi prędkościami w_m=0,5ms^{-1} oraz w_m=0,8ms^{-1}. W przypadku niskich prędkości zawiesiny lodowej prędkości cząstek stałych uzyskiwane podczas spływu w dół mogą się różnić o około 1…1,5% w stosunku do wartości uzyskiwanych podczas przepływu do góry. Dla wyższych prędkości medium powyższa rozbieżność wynosi około 0,5%.



Rysunek 6.3. Wpływ prędkości, stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na profil prędkości cząstek stałych w kanale szczelinowym przy udziale masowym lodu x_s=15,0% (X_{Vs}=15,9%): (a) w_m=0,5ms^{-1}, (b) w_m=0,8ms^{-1} (c) w_m=1,3ms^{-1}, (d) w_m=1,9ms^{-1}



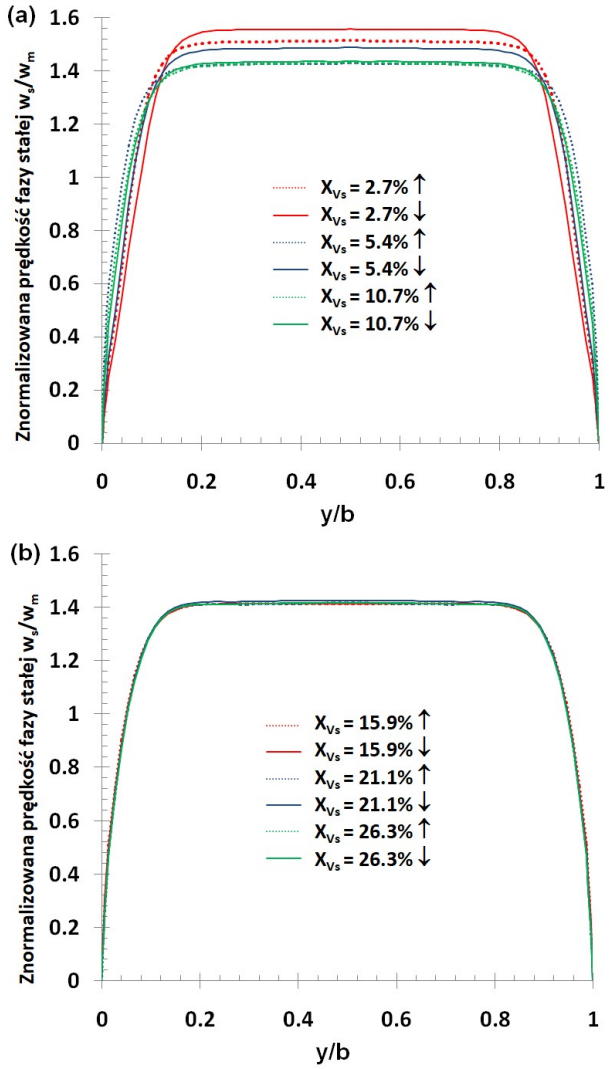
Rysunek 6.4. Wpływ prędkości, stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na profil koncentracji cząstek stałych uzyskiwany w przekroju wylotowym kanału szczelinowego przy przepływie zawiesiny lodowej o udziale masowym lodu x_s=15,0 (X_{Vs}=15,9%): (a) w_m=0,5ms^{-1}, (b) w_m=0,8ms^{-1}



Rysunek 6.4. Wpływ prędkości, stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na profil udziału cząstek stałych uzyskiwany w przekroju wylotowym kanału szczelinowego przy przepływie zawiesiny lodowej o udziale masowym lodu x_s=15,0% (X_{Vs}=15,9%): (c) w_m=1,3ms^{-1}, (d) w_m=1,9ms^{-1}

Następstwa przepływu wielofazowego lodu zawiesinowego są bardziej zauważalne w przypadku większych różnic gęstości cząstek stałych i cieczy nośnej, które odpowiadają niższym stężeniom cieczy nośnej zawiesiny lodowej oraz niższym udziałom masowym lodu. Wielofazowy charakter przepływu jest również wyraźniej widoczny dla niższych prędkości przepływu, dla których oddziaływanie sił wyporu w stosunku do sił bezwładności jest bardziej istotne. Wpływ udziału objętościowego lodu oraz kierunku przepływu na profil prędkości cząstek stałych pokazano na rysunku 6.5. Zaprezentowany wykres dotyczy przepływu lodu zawiesinowego o stężeniu początkowym wodnego roztworu etanolu

x_{ai}=10,7%, w kanale szczelinowym z prędkością w_m=1,25ms^{-1}. Można zauważyć, że dla zawiesiny lodowej o niskim udziale objętościowym lodu maksymalne prędkości fazy stałej są znacząco wyższe niż dla zawiesiny o wysokim udziale objętościowym lodu. Jednocześnie wraz ze wzrostem udziału fazy stałej rośnie gradient prędkości w warstwie przyściennej. Dla spływu w dół medium o udziale objętościowym cząstek stałych X_{Vs}=2,7% (x_s=2,5%) maksymalne prędkości kryształków lodu są wyższe o 12%, w stosunku do spływu w dół zawiesiny lodowej o udziale objętościowym fazy stałej X_{Vs}=26,3% (x_s=25%). W przypadku przepływu do góry omawiana wyżej różnica prędkości maksymalnych nie jest już tak duża i wynosi 7%. Dla zawiesin lodowych o wysokim udziale objętościowym fazy stałej (X_{Vs}≥15,9%) kierunek przepływu nie ma znaczącego wpływu na profil prędkości (rysunek 6.5b).

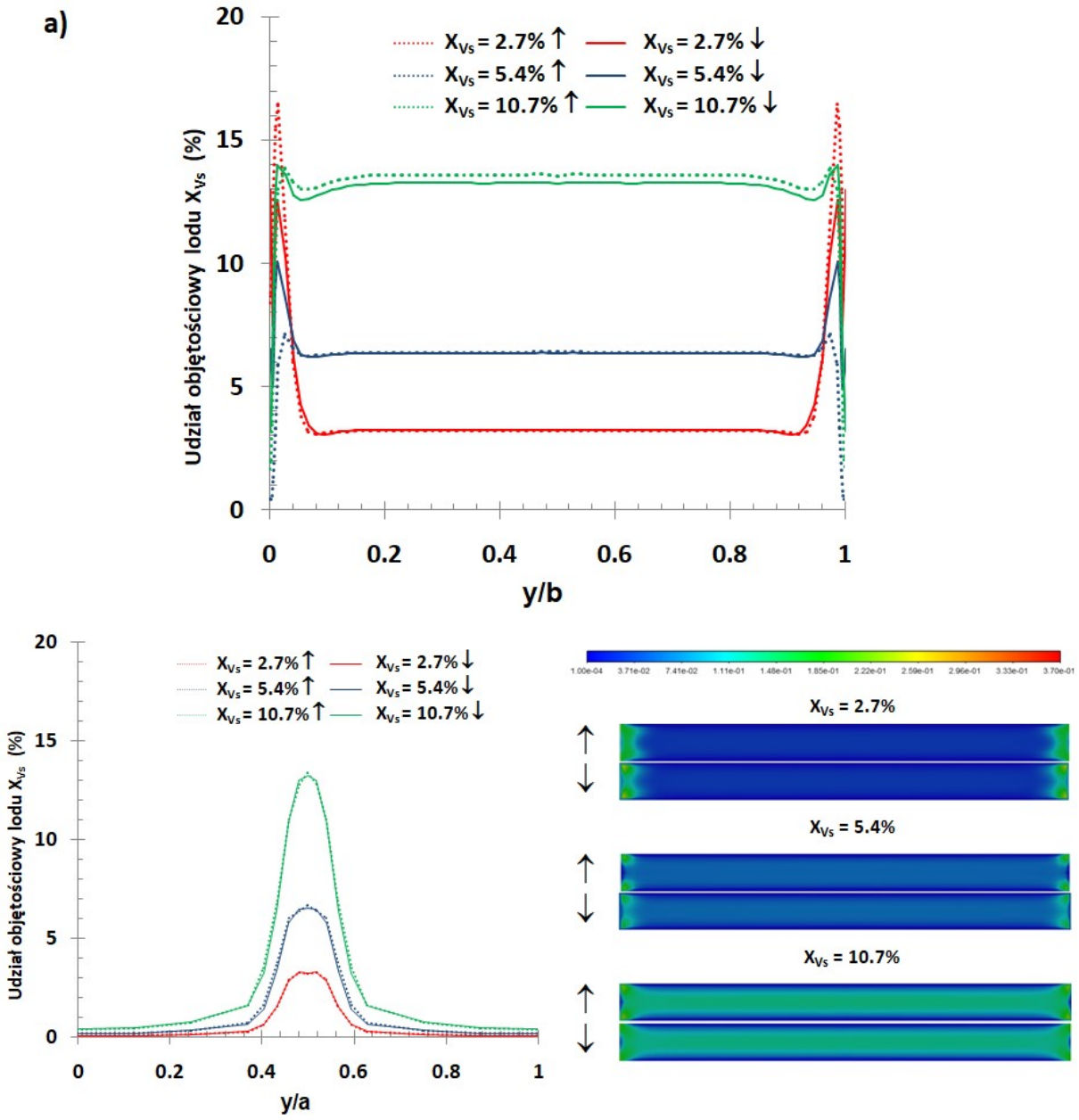


Rysunek 6.5. Wpływ udziału objętościowego lodu oraz kierunku przepływu na profil prędkości cząstek stałych przy przepływie zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym wodnego roztworu etanolu x_{ai}=10,7% w kanale szczelinowym z prędkością w_m=1,25ms^{-1}: (a) 2,7%<X_{Vs}<10,7% (2,5%<x_s<10%) , (b) 15,9%<X_{Vs}<26,3% (15%<x_s<25%)

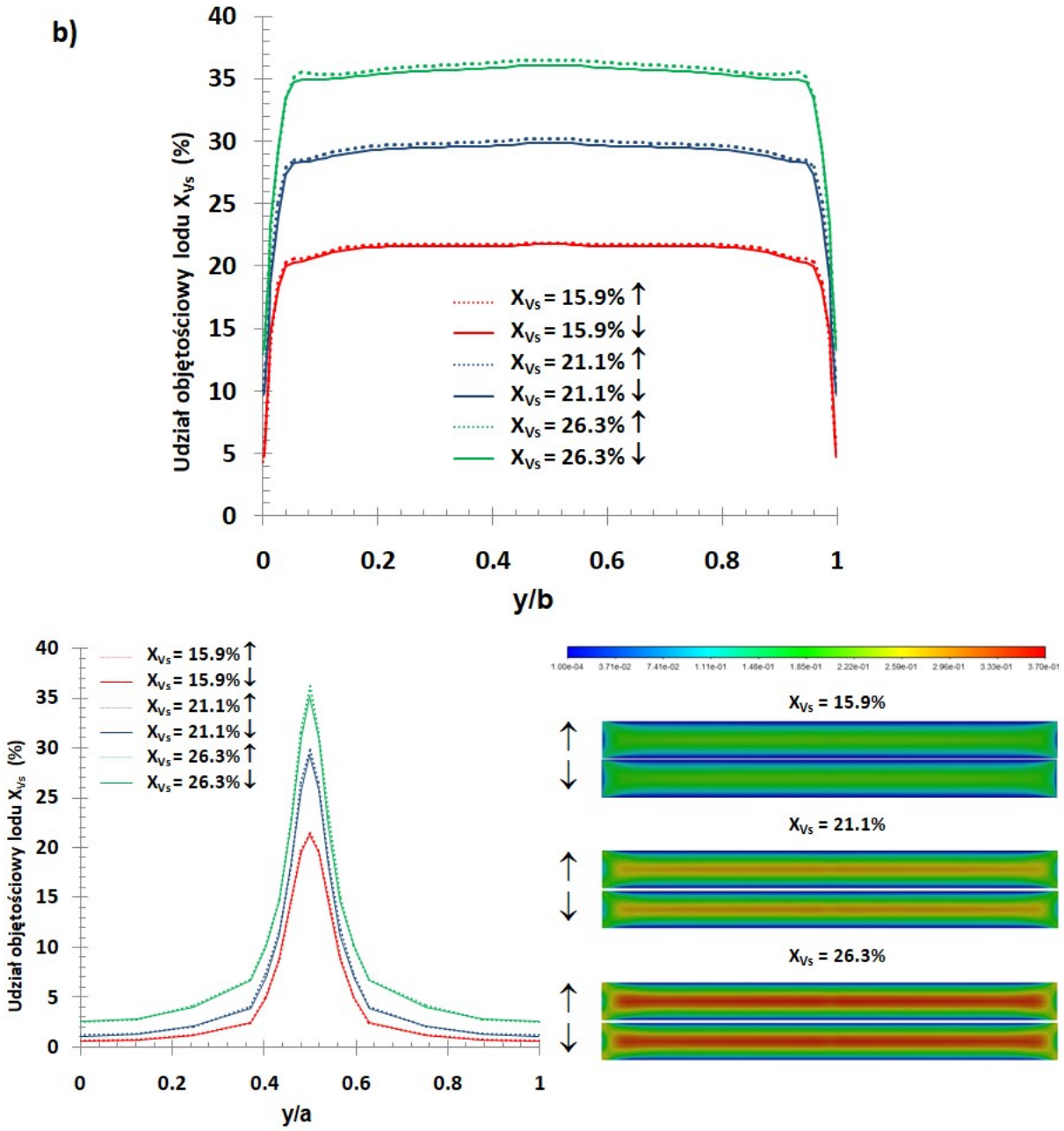
Wpływ prędkości, stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na profil udziału cząstek stałych podczas przepływu zawiesiny lodowej w kanale szczelinowym zaprezentowano na rysunku 6.4. Przedstawione wyniki badań numerycznych dotyczą lodu zawiesinowego o udziale masowym fazy stałej x_s=15% (udział objętościowy X_{Vs} = 15,9%). Dla niskich prędkości zawiesiny lodowej, ze względu na silne oddziaływanie ścianek kanału oraz dominujący wpływ sił wyporu, najwyższy udział kryształków lodu występuje w narożach kanału (rysunek 6.4a oraz 6.4b). Jednocześnie można zauważyć, że zróżnicowanie profili udziału objętościowego w przypadku różnych kierunków przepływu dla poszczególnych stężeń jest niewielkie. Przy wyższych prędkościach przepływu oddziaływanie sił bezwładności dominuje nad oddziaływaniem sił wyporu powodując, że udział cząstek stałych rośnie w kierunku punktu przecięcia osi symetrii kanału (punkt P na rysunku 5.2). Z drugiej strony udział objętościowy kryształków lodu w narożach kanału nadal pozostaje wysoki (rysunek 6.4c oraz 6.4d). Wyniki obliczeń przedstawione na rysunku 6.4 potwierdzają wyniki badań zaprezentowane w pracy [102], w której analizowano transport do góry w rurze o średnicy d_i=0,05m wodnej zawiesiny piasku. Dla małych udziałów objętościowych piasku zauważono niemonotoniczny rozkład fazy stałej wzdłuż promienia rury. Maksymalny udział objętościowy fazy stałej obserwowano na ściance i w środku rury. Minimalny udział objętościowy występował w odległości $0{,}2d_i$ od ścianki rury. Biorąc pod uwagę różnice pomiędzy gęstościami cząstek stałych i cieczy nośnej dla zawiesiny lodowej i piasku należy uznać uzyskane wyniki dla przepływu zawiesiny lodowej jako jakościowo poprawne.

Profile udziału objętościowego cząstek stałych zaprezentowane na rysunku 6.4 w zauważalny sposób zależą od stężenia początkowego cieczy nośnej. Z uwagi na fakt, iż rozważana zawiesina lodowa cechuje się małym zróżnicowaniem wartości gęstości cząstek stałych i cieczy nośnej ($0{,}9 < \rho_S/\rho_a < 1$), oddziaływania sił wyporu są niewielkie w porównaniu z oddziaływaniem cząstek stałych i ścian kanału oraz sił bezwładności. Prawdziwość powyższej tezy jest szczególnie widoczna dla większych prędkości przepływu, dla których dominujące oddziaływanie sił bezwładności sprawia, że profile udziałów objętościowych są bardziej wyrównane. W przypadku zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym x_{ai}=8,5% maksymalne udziały objętościowe cząstek stałych uzyskiwane przy spływie w dół są większe od wartości uzyskiwanych dla przepływu do góry. Zjawisko to można wytłumaczyć analizując profile udziałów objętościowych dla rozważanego stężenia podane nad właściwymi wykresami. Przy spływie w dół obszar występowania najwyższych wartości X_{Vs} jest węższy o około 5% przez co udział objętościowy lodu na dłuższej osi symetrii przekroju poprzecznego kanału musi być większy.

Na rysunku 6.6 zaprezentowano wpływ średniego udziału objętościowego lodu oraz kierunku przepływu na profil udziału cząstek stałych. Rozważane wyniki badań numerycznych dotyczą przepływu zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym wodnego roztworu etanolu x_{ai}=10,7% w kanale szczelinowym z prędkością średnią w_m = 1,25ms^{-1}. W przypadku zawiesin lodowych o niskich udziałach objętościowych lodu X_{Vs}=2,7% oraz X_{Vs}≤5,4% (x_s=2,5% oraz x_s≤5%) największy udział kryształków lodu ma miejsce w narożach kanału (rysunek 6.6a). Wraz ze wzrostem udziału objętościowego fazy stałej do wartości X_{Vs}=10,7% (x_s=10%), obserwowany jest wzrost udziału objetościowego cząstek lodu w środkowej części analizowanego przekroju. Dla zawiesiny o udziale objętościowym lodu X_{Vs}=15,9% (x_s=15%) udział fazy stałej w środkowej części kanału i w narożach jest taki sam (rysunek 6.6b). Przy przepływie zawiesiny o udziale kryształków lodu X_{Vs}=21,1% oraz X_{Vs}=26,3% (x_s=20% oraz x_s=25%) największy udział objetościowy cząstek występuje w środkowej części przekroju (rysunek 6.6b). Wyniki obliczeń przedstawione na rysunkach 6.4 oraz 6.6 wskazują, że z wyjątkiem niskiego stężenia cieczy nośnej (x_{ai}=8,5%) kierunek przepływu ma znikomy wpływ na profil udziału objętościowego fazy stałej. Można zwrócić uwagę jedynie na fakt, że przy spływie w dół zawiesin lodowych o wysokim udziale objętościowym fazy stałej obszar cechujący się najwyższą koncentracją cząstek lodu jest węższy niż przy przepływie do góry.



Rysunek 6.6. Wpływ udziału objętościowego lodu oraz kierunku przepływu na profil udziału cząstek stałych przy przepływie zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym etanolu x_{ai}=10,7% w kanale szczelinowym z prędkością w_m=1,25ms^{-1}: (a) 2,7%< X_{Vs}<10,7% (2,5%<x_s<10%), (b) 15,9%<X_{Vs}<26,3% (15%<x_s<25%)

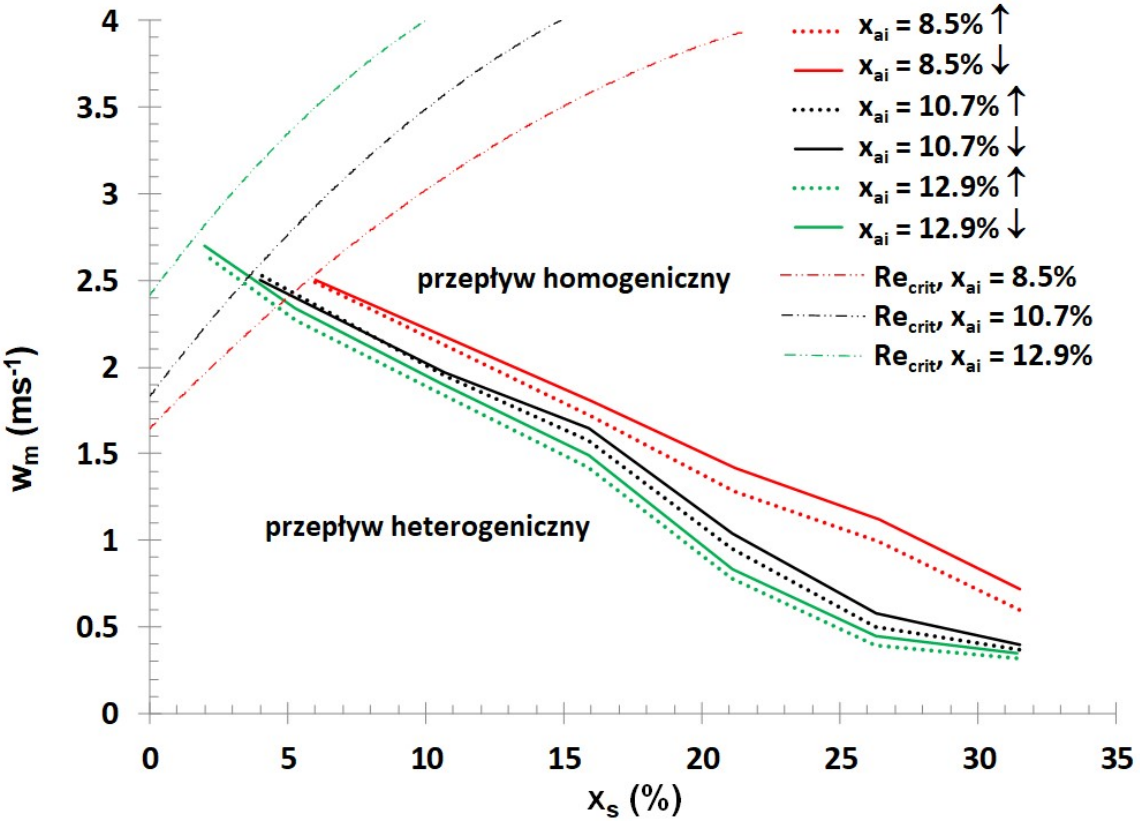


Rysunek 6.6. Wpływ udziału objętościowego lodu oraz kierunku przepływu na profil udziału cząstek stałych przy przepływie zawiesiny lodowej o stężeniu początkowym etanolu x_{al}=10,7% w kanale szczelinowym z prędkością w_m=1,25ms^{-1}: (a) 2,7%< X_{Vs}<10,7% (2,5%<x_s<10%), (b) 15,9%<X_{Vs}<26,3% (15%<x_s<25%)

6.4. Krzywe graniczne pomiędzy przepływem heterogenicznym i homogenicznym

Uzyskane wyniki symulacji numerycznych pozwalają wyznaczyć krzywe graniczne pomiędzy obszarem przepływu homogenicznego i heterogenicznego. Jako kryterium zmiany struktury przepływu przyjęto mniejszą niż 1% różnicę w prędkościach średnich cząstek stałych i cieczy nośnej w wylotowym przekroju przepływu. Wyniki obliczeń przedstawiono na rysunku 6.7. Zaznaczone na rysunku 6.7 krzywe przejścia pomiędzy przepływem laminarnym i burzliwym wyznaczono na podstawie badań eksperymentalnych

przedstawionych w rozdziale 3 niniejszej pracy. Krzywe graniczne oddzielające obszar przepływu homogenicznego i heterogenicznego pozwalają określić, dla założonego udziału masowego lodu, stężenia cieczy nośnej oraz kierunku przepływu, minimalne wartości prędkości, powyżej których średnia prędkość poślizgu jest równa zero i przepływ ma charakter homogeniczny. W przypadku spływu w dół prędkości, przy których przepływ jest homogeniczny są średnio o 7-12% większe niż w przypadku przepływu do góry. Wynika to z oddziaływania siły wyporu, która w przypadku spływu w dół działa w kierunku przeciwnym do siły bezwładności przepływu, sprzyjając gromadzeniu się cząstek w górnej części kanału. Dla ustalonego stężenia cieczy nośnej, w przypadku zmiany struktury przepływu, wraz ze wzrostem wartości liczby Reynoldsa zawiesiny lodowej, różnice krytycznych wartości prędkości dla przepływu do góry i spływu w dół zmierzały do zera.



Rysunek 6.7. Wpływ stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz kierunku przepływu na kształt krzywych granicznych oddzielających obszar przepływu homogenicznego i heterogenicznego

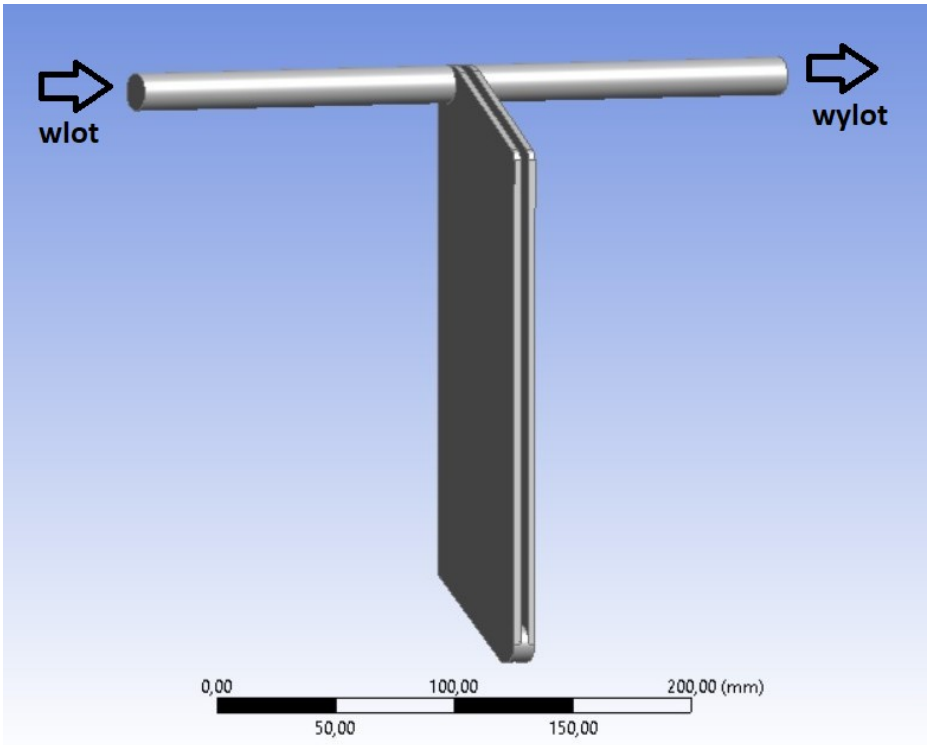
7. Modelowanie CFD przepływu zawiesiny lodowej w kanałach płytowego wymiennika ciepła

Wyznaczanie strat ciśnienia w wymiennikach ciepła jest kluczowym problemem związanym z projektowaniem instalacji zasilającej, doborem pomp, zaworów regulacyjnych i uzyskiwaniem założonych wydajności cieplnych. W niniejszej części pracy zastosowano zweryfikowany w rozdziałach 5 i 6 model CFD do analizy adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej w kanale płytowego wymiennika ciepła.

W podrozdziale 7.1 zawarto opis geometrii modelu stworzonego w programie Ansys Fluent 2023. Podrozdział 7.2 przedstawia zakres zrealizowanych badań numerycznych. W podrozdziale 7.3 przedstawiono wyznaczanone spadki ciśnienia i dokonano ich analizy. W podrozdziale 7.4 zaproponowano analityczne zależności kryterialne, umożliwiające wyznaczanie oporów przepływu w kanałach płytowych wymiennika ciepła, z uwzględnieniem wzrostu spadku ciśnienia ze względu na obecność układu zasilania wymiennika.

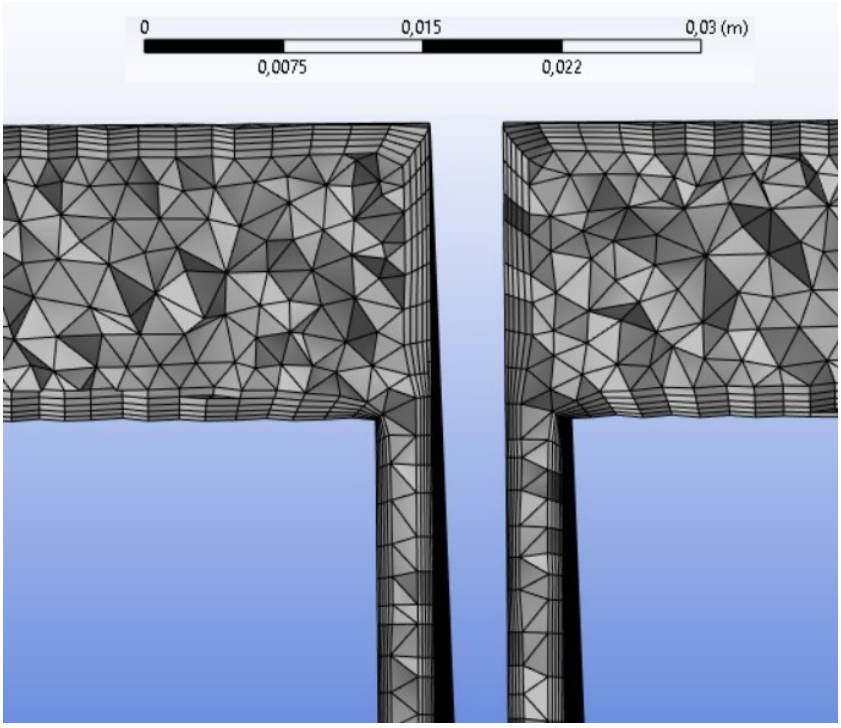
7.1. Geometria modelu CFD płytowego wymiennika ciepła

Analiza przepływu zawiesiny lodowej w kanale płytowego wymiennika ciepła wymagała stworzenia modelu geometrycznego oraz siatki numerycznej w programie Ansys Fluent 2023. Model geometryczny obejmował rurę wlotową o długości L_{in}=0,15m, wymiennik ciepła oraz rurę wylotową o długości L_{out}=0,15m. Celem uproszczenia modelu i ograniczenia ilości elementów siatki numerycznej założono, że wymiennik składa się z dwóch kanałów w których przepływa zawiesina lodowa odpowiednio w dół a następnie w górę. Długość odcinka wlotowego L_{in} dobrano w taki sposób, aby zapewnić możliwość pełnego rozwinięcia się przepływu w kanale. Kanał wymiennika ciepła o przekroju poprzecznym axb=0,003 × 0,067m miał wysokość h=0,25m. Przyjęte wyżej parametry geometryczne odpowiadają wymiarom płyty rzeczywistego wymienniku ciepła. Średnica rury wlotowej, wylotowej oraz łączącej dwa kanały prostokątne wynosiła d_i=0,016m. Została ona dobrana w taki sposób, aby średnia prędkość przepływu zawiesiny lodowej w rurze doprowadzającej była równa prędkości w kanale wymiennika. Stworzony model geometryczny przedstawiono na rysunku 7.1.



Rysunek 7.1. Model geometryczny stworzony w programie Ansys DesignModeler

Dyskretyzację domeny ciągłej przeprowadzono za pomocą siatki numerycznej o zróżnicowanej gęstości, co miało na celu właściwą obserwację zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej rury oraz kanału. Fragmenty siatki numerycznej stworzonej w programie Ansys Meshing pokazano na rysunku 7.2.

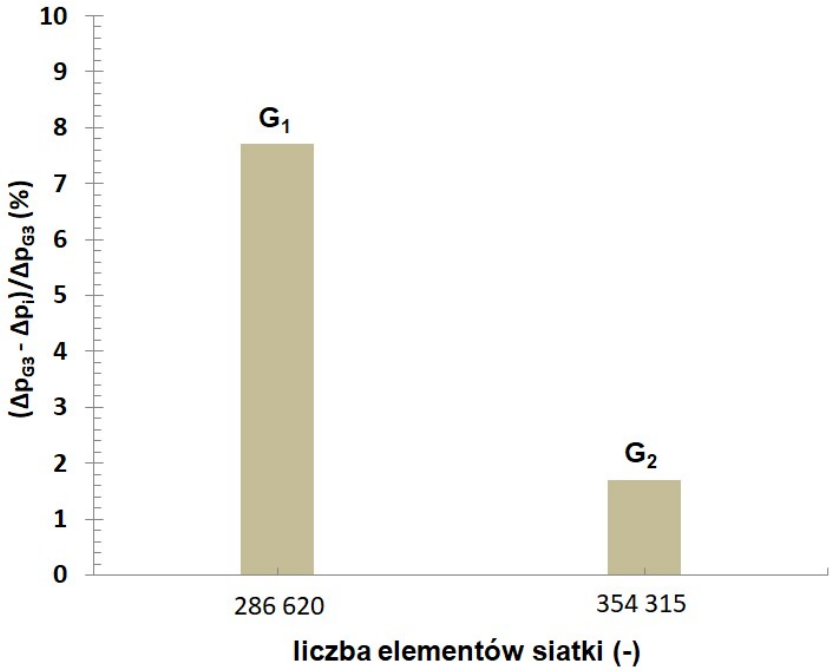


Rysunek 7.2. Fragmenty zastosowanej siatki numerycznej

W modelu płytowego wymiennika ciepła zdefiniowano warunki brzegowe dla fazy ciekłej i stałej na wlocie do rury dolotowej, wylocie z rury odprowadzającej medium z wymiennika, a także na ścianach. Na wlocie zastosowano warunek wyrównanego profilu prędkości o znanej wartości prędkości średniej obu faz oraz znanego udziału objętościowego cząstek stałych. Na wylocie z rury odprowadzającej przyjęto warunek stałego ciśnienia. Dla ścian kanału zastosowano warunek zerowej prędkości.

Dyskretyzacja równań rządzących została przeprowadzona w analogiczny sposób jak dla kanału prostokątnego (rozdział 5.2). Uznano, że zbieżność obliczeń numerycznych została osiągnięta, jeżeli wartość residuów spadła poniżej 10^{-4}.

W ostatnim kroku przeprowadzono analizę niezależności wyników od liczby elementów siatki. W tym celu zbadano stratę ciśnienia w wymienniku dla trzech siatek numerycznych o następującej ilości elementów G_1=286 620, G_2=354 315 oraz G_3=459 233 przy przepływie zawiesiny lodowej przez kanał wymiennika z prędkością w_m=0,5ms^{-1}. Udział masowy lodu wynosił x_s=20% a stężenie początkowe etanolu było równe x_{ai}=8,5% (X_{Vai}=10,5%). Różnice procentowe uzyskiwanych spadków ciśnienia odniesione do wyników uzyskanych dla siatki G_3 zostały przedstawione na rysunku 7.3. W dalszych obliczeniach zastosowano siatkę o łącznej liczbie elementów G_2 = 354 315 z uwagi na to, iż względna różnica wartości strat ciśnienia dla siatek G_2 i G_3 była mniejsza niż 2%. Średnia wartość parametru OQ zastosowanej siatki była równa OQ = 0,84.



Rysunek 7.3. Różnice procentowe uzyskiwanych spadków ciśnienia w wymienniku odniesione do wyników otrzymywanych dla siatki G_3 (przepływ zawiesiny lodowej dla warunków x_{ai}=8,5%, x_s= 20%, w_m=0,5ms^{-1})

7.2. Zakres badań numerycznych

Badania numeryczne przepływu zawiesiny lodowej w kanałach płytowego wymiennika ciepła obejmowały analizę wpływu stężenia cieczy nośnej, udziału cząstek stałych oraz prędkości przepływu na uzyskiwane straty ciśnienia. Dążono również do wyznaczenia relacji pomiędzy stratami ciśnienia na poszczególnych elementach rozważanej geometrii wymiennika.

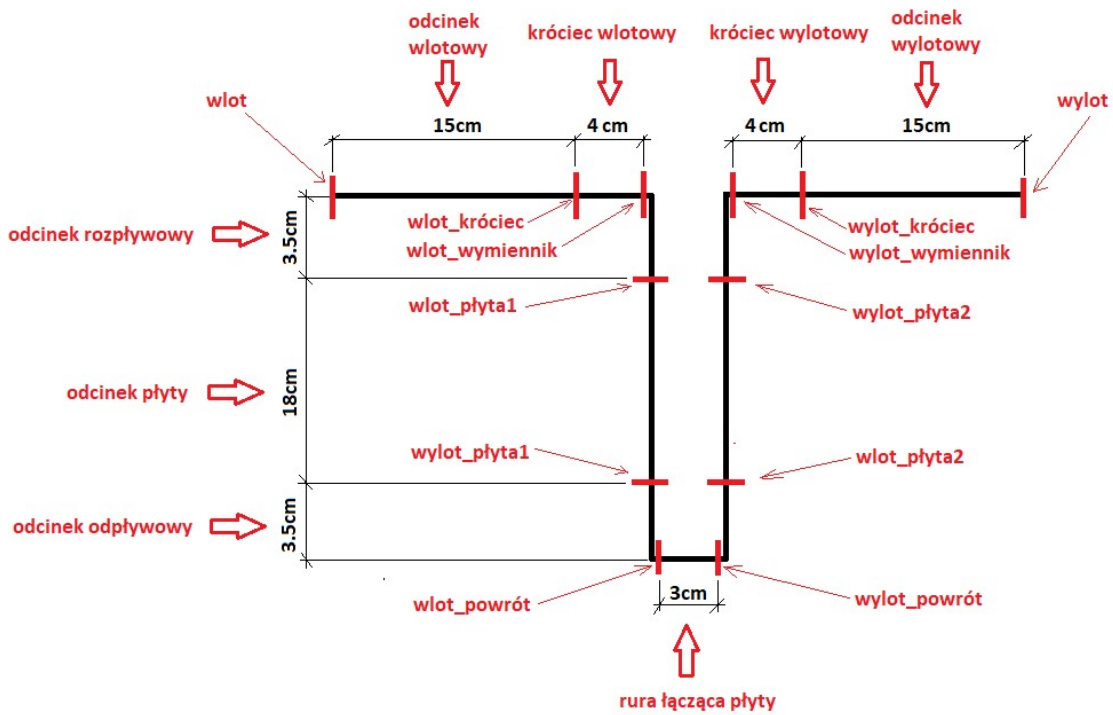
Zakres badań numerycznych obejmował:

- średnicę cząstek stałych d_s=0,2mm [14],
- trzy różne początkowe stężenia objętościowe wodnego roztworu etanolu X_{Vai}=10,5%, 13,2%, 15,8% (stężenia masowe odpowiednio x_{ai}=8,5%, 10,7%, 12,9%) ,
- udziały objętościowe lodu X_{Vs}=0…31,4% (udziały masowe odpowiednio x_s=0…30%),
- średnie prędkości przepływu w kanale wymiennika ciepła w_m=0,2…0,7ms^{-1}, odpowiadające przepływowi laminarnemu

Zakres prędkości przepływu będący przedmiotem badań numerycznych (w_m=0,2…0,7ms^{-1}) został dobrany na podstawie informacji dotyczących prędkości stosowanych w płytowych wymiennikach ciepła, które można znaleźć np. w [103].

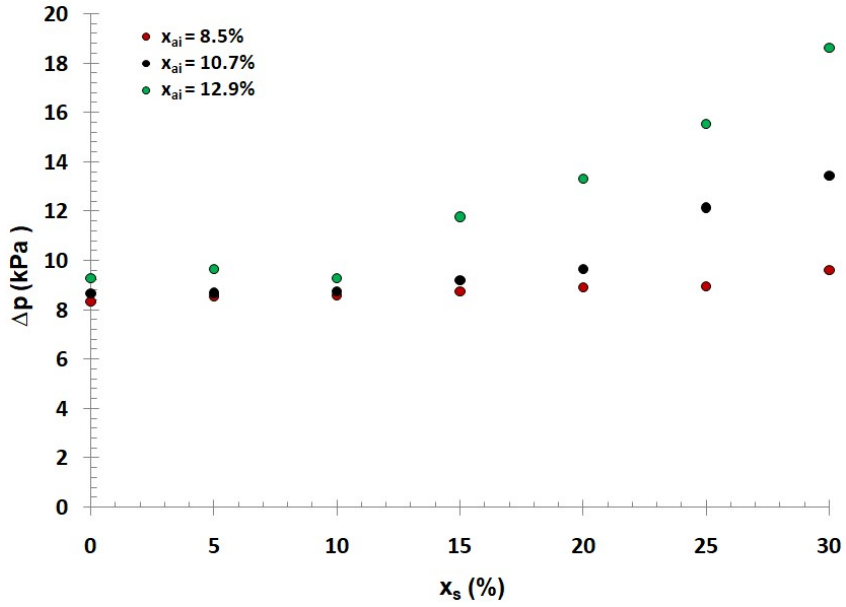
7.3. Spadki ciśnienia w kanałach płytowego wymiennika ciepła

Celem wyznaczenia spadków ciśnienia na poszczególnych częściach analizowanej instalacji odczytywano wartości ciśnienia statycznego dla płaszczyzn wyznaczających jej podział na elementy składowe (rysunek 7.4). Do rozważanych elementów (odcinków referencyjnych) zaliczono: króciec wlotowy, odcinek rozpływowy odpowiednio pierwszej oraz drugiej płyty, dwie płyty, odcinek odpływowy odpowiednio pierwszej oraz drugiej płyty, rurę łączącą płyty oraz króciec wylotowy.



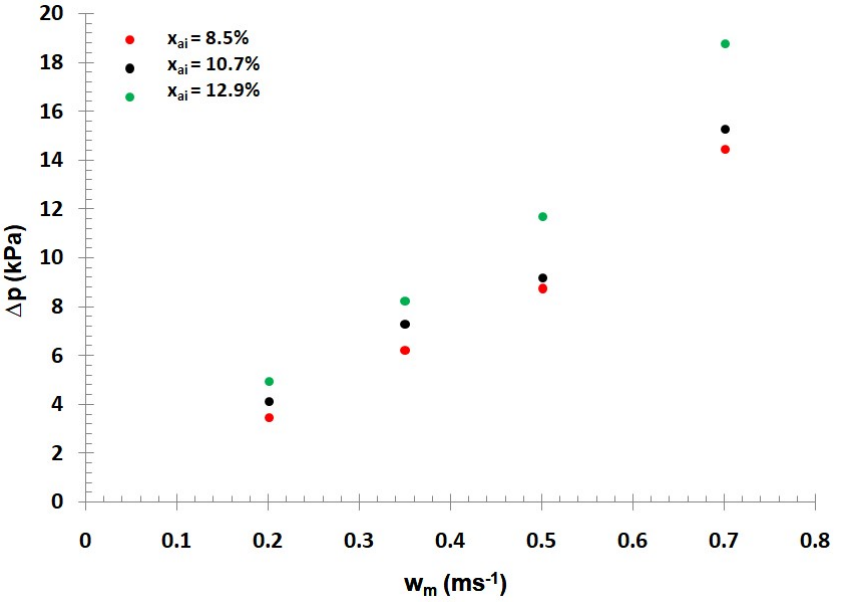
Rysunek 7.4. Elementy analizowanej instalacji wymiennika ciepła wraz z układem dystrybucji chłodziwa z zaznaczonymi płaszczyznami pomiaru ciśnienia statycznego, punktami referencyjnymi

Wpływ stężenia początkowego etanolu oraz średniego udziału masowego lodu na straty ciśnienia uzyskiwane podczas przepływu zawiesiny lodowej od króćca wlotowego do króćca wylotowego ($p_{\text{wlot_króciec}} - p_{\text{wylot_króciec}}$) wymiennika z prędkością w_m=0,5ms^{-1} pokazano na rysunku 7.5. Dla niskich udziałów masowych lodu ($x_s \leq 10\%$) straty ciśnienia nie zmieniają się znacząco, a wpływ stężenia cieczy nośnej jest znikomy. W obszarze wyższych udziałów masowych lodu ($x_s \geq 15\%$) spadki ciśnienia silnie rosną wraz ze wzrostem zawartości lodu, co można tłumaczyć znacznie częstszymi zderzeniami cząstek stałych. Jednocześnie straty ciśnienia w tym obszarze są znacznie wyższe dla zawiesin lodowych powstałych na bazie wodnego roztworu etanolu o wyższym stężeniu.



Rysunek 7.5. Wpływ stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu oraz udziału masowego lodu na straty ciśnienia dla przepływu zawiesiny lodowej z prędkością w_m=0,5ms^{-1}

Na rysunku 7.6 zaprezentowano wpływ prędkości na straty ciśnienia uzyskiwane na drodze przepływu zawiesiny lodowej od króćca wlotowego do króćca wylotowego wymiennika. Spadki ciśnienia silnie rosną wraz ze wzrostem prędkości zawiesiny lodowej. Jednocześnie można zauważyć, że dla wyższych prędkości przepływu straty ciśnienia rosną szybciej dla zawiesin o wyższym stężeniu cieczy nośnej.



Rysunek 7.6. Wpływ prędkości oraz stężenia początkowego wodnego roztworu etanolu na straty ciśnienia w wymienniku przy przepływie zawiesiny lodowej o udziale masowym lodu x_s=15%

Zestawienie wartości ciśnienia statycznego wzdłuż przepływu zawiesiny lodowej od króćca wlotowego do króćca wylotowego wymiennika w punktach referencyjnych, dla

wybranych udziałów masowych lodu podano w tabeli 7.1. Przedstawione w niej wartości dotyczą przepływu lodu zawiesinowego o stężeniu początkowym cieczy nośnej x_{ai}=10,7% z prędkością w_m=0,5ms^{-1}. Na bazie tych danych na rysunku 7.7 zaprezentowano wpływ średniego udziału masowego lodu na relację pomiędzy oporami przepływu na płytach a stratami w układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa oraz stratami na odcinkach rozpływowych i odpływowych. Straty ciśnienia na płytach były obliczane zgodnie z zależnością (7.1):

$$\Delta p_{płyty} = p_{wlot_płyta1} - p_{wylot_płyta1} + p_{wlot_płyta2} - p_{wylot_płyta2}. \tag{7.1}$$

Sumaryczny spadek ciśnienia na elementach układu dystrybucji i rozpływu chłodziwa będący sumą strat na króćcach, odcinkach rozpływowych, odcinkach odpływowych oraz rurze łączącej wyznaczano według równania (7.2):

$$\Delta p_{dystrybucja} = p_{wlot_króciec} - p_{wlot_płyta1} + p_{wylot_płyta1} - p_{wlot_płyta2} + p_{wylot_płyta2} - p_{wylot_{króciec}}. \tag{7.2}$$

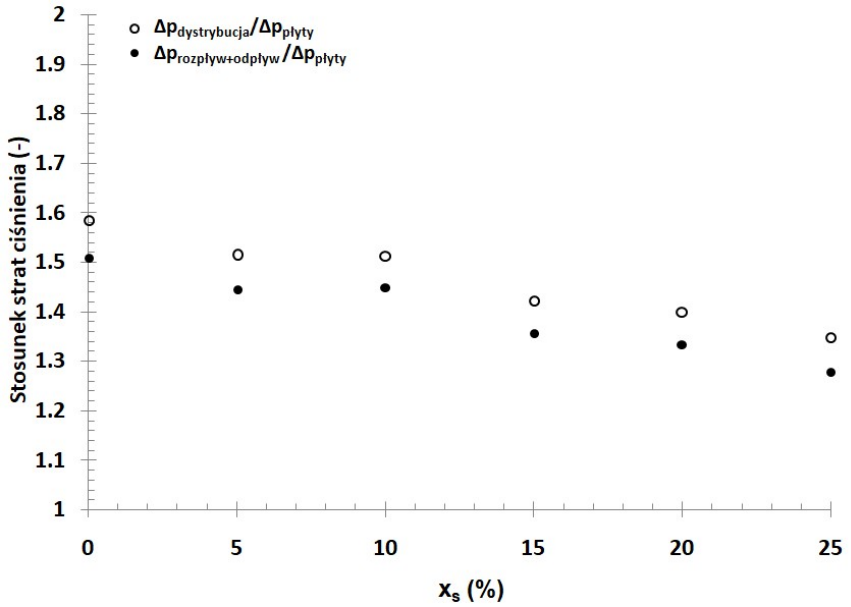
Sumę strat ciśnienia na odcinkach rozpływowych i odpływowych obliczono zgodnie z zależnością (7.3):

$$\Delta p_{rozpływ+o\ \ ływ} = p_{wlot_wymiennik} - p_{wlot_płyta} + p_{wylot_płyta1} - p_{wlot_powrót} + p_{wylot_powrót} - p_{wlot_płyta2} + p_{wylot_płyta2} - p_{wylot_wymiennik}. \tag{7.3}$$

Zamieszczone w tabeli 7.1 wyniki badań numerycznych wskazują, że wraz ze wzrostem zawartości lodu straty ciśnienia w kanałach pomiędzy płytami rosną szybciej w stosunku do strat na elementach układu dystrybucji oraz strat na odcinkach rozpływowych i odpływowych wymiennika ciepła. Zjawisko to można wytłumaczyć odwołując się do profili udziału cząstek stałych w kanale zaprezentowanych w poprzednim rozdziale na rysunku 6.6 oraz biorąc pod uwagę fakt, że dla przekroju poprzecznego odcinka płyt wymiennika są one podobne. Analizując wspomniany rysunek można zauważyć, że dla niskich średnich udziałów objętościowych fazy stałej cząsteczki lodu gromadzą się tylko w narożach kanału, podczas gdy dla wyższych średnich udziałów objętościowych fazy stałej gwałtownie rośnie ich udział w środkowej części kanału. W związku z powyższym wraz ze wzrostem średniej zawartości cząstek stałych aglomeracje lodu tworzą się nie tylko w układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa, ale także na odcinku płyt, co skutkuje znacznym wzrostem oporów przepływu.

Tabela 7.1. Wartości ciśnienia statycznego wzdłuż przepływu zawiesiny lodowej od króćca wlotowego do króćca wylotowego wymiennika, x_{ai}=10,7%, w_m=0,5ms^{-1}

x_s (%)	0	10	15	25
$p_{wlot_króciec,}$ (Pa)	8720	8994	9271	12220
$p_{wlot_wymiennik,}$ (Pa)	8576	8847	9120	12060
$p_{wlot_płyta1,}$ (Pa)	7091	7345	7610	10402
$p_{wylot_płyta1,}$ (Pa)	5321	5474	5541	7763
$p_{wlot_powrót,}$ (Pa)	4079	4246	4304	6084
$p_{wylot_powrót,}$ (Pa)	4056	4236	4268	6038
$p_{wlot_płyta2,}$ (Pa)	2932	3090	3163	4420
$p_{wylot_płyta2,}$ (Pa)	1351	1409	1435	1890
$p_{wylot_wymiennika,}$ (Pa)	148	140	139	235
$p_{wylot_króciec,}$ (Pa)	56	68	75	81



Rysunek 7.7. Wpływ średniego udziału masowego lodu na relację pomiędzy stratami na płytach a stratami na układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa oraz stratami na odcinkach rozpływowych i odpływowych

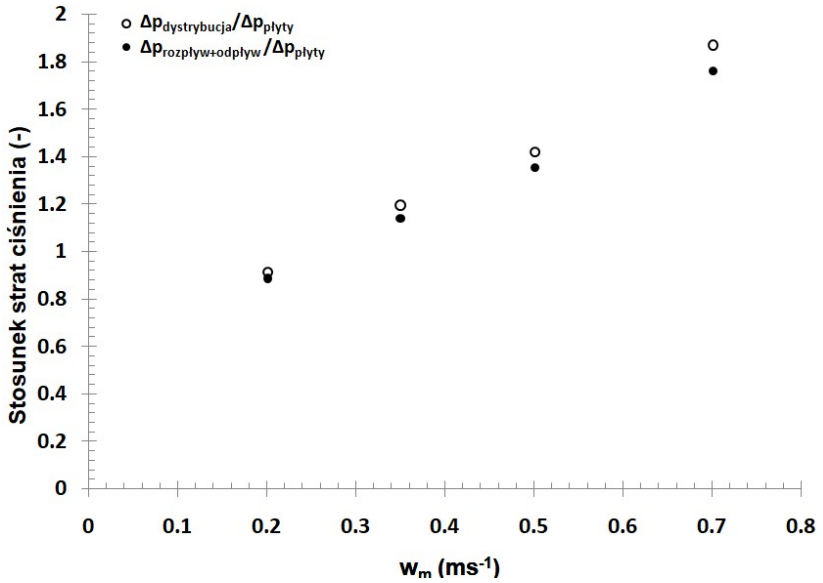
Ciekawym wynikiem obliczeń w przypadku rozważanej konfiguracji geometrycznej (rysunek 7.7) jest wartość relacji oporów przepływu w układzie dystrybucji oraz odcinków rozpływowych i odpływowych do spadków ciśnienia pomiędzy płytami. Opory przepływu w układzie dystrybucji oraz rozpływu są znacząco większe od oporów przepływu w kanałach pomiędzy płytami wymiennika.

Wpływ prędkości na wartości ciśnienia statycznego wzdłuż przepływu zawiesiny lodowej w poszczególnych punktach referencyjnych wymiennika pokazano w tabeli 7.2. Zamieszczone w tabeli dane dotyczą przepływu lodu zawiesinowego o udziale masowym fazy stałej x_s=15% oraz stężeniu początkowym cieczy nośnej x_{ai}=10,7%. Rysunek 7.8 prezentuje

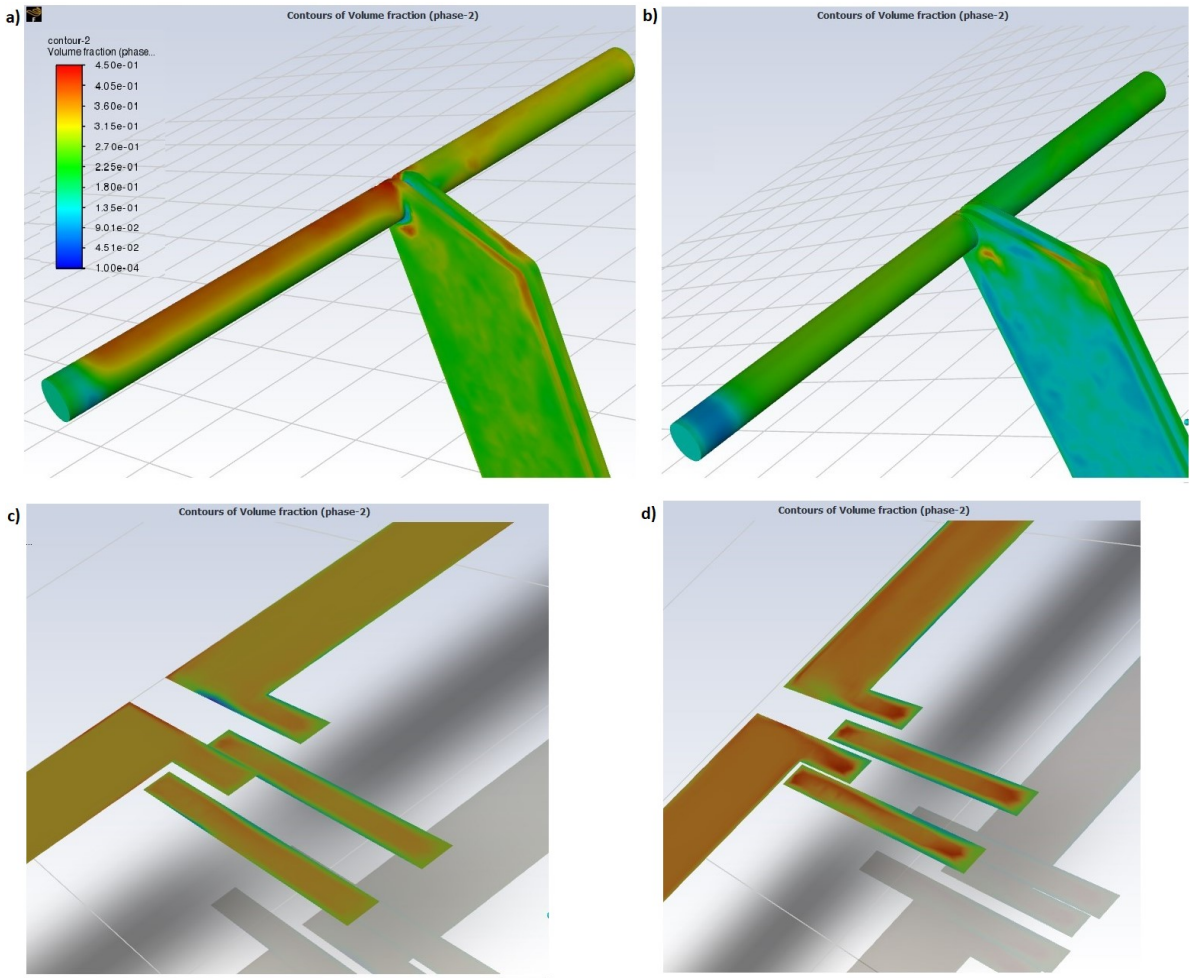
wpływ prędkości na zależność pomiędzy stratami w układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa (równanie 7.2), stratami w odcinkach rozpływowych i odpływowych (równanie 7.3), a stratami ciśnienia pomiędzy płytami wymiennika (równanie 7.1). Analizując przedstawione wyniki obliczeń można stwierdzić, że wraz ze wzrostem prędkości spadki ciśnienia w układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa rosną znacznie szybciej niż spadki ciśnienia na płytach. Można to wyjaśnić faktem, iż dla wyższych prędkości przepływu szybciej rosną opory lokalne, gdyż na elementach, gdzie następuje zmiana zwrotu wektora prędkości zderzenia cząstek stałych są częstsze, a przez to dyssypacja energii jest większa. Powyższą tezę uzasadniają również profile udziału masowego lodu zaprezentowane na rysunku 7.9. Rysunek 7.9a oraz 7.9b pokazuje udział masowy lodu na ścianach instalacji odpowiednio dla prędkości w_m=0,2ms^{-1} oraz w_m=0,7ms^{-1} podczas gdy rysunek 7.9c oraz 7.9d przedstawia udział masowy lodu dla przekrojów wykonanych wzdłuż poziomej płaszczyzny symetrii rury wlotowej oraz płaszczyzny poziomej wyznaczonej przez proste wlot_płyta1, wylot_płyta2 zaznaczone na rysunku 7.4. Analizując rysunek 7.9 można zauważyć, że przy niskiej prędkości przepływu w_m=0,2ms^{-1} cząstki stałe gromadzą się częściowo przy ścianach (rysunek 7.9a oraz 7.9c), natomiast przy prędkości w_m=0,7ms^{-1} można zaobserwować znaczący wzrost udziału masowego lodu w dalszej odległości od ścian rury oraz ścian odcinka rozpływowego kanału (rysunek 7.9b oraz 7.9d). Wzrost zawartości lodu w układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa utrudnia przepływ medium, co skutkuje zwiększeniem oporów przepływu. Jednocześnie analizując rysunek 7.8 można zauważyć, że im wyższa prędkość przepływu tym wyższe straty na króćcach i rurze łączącej płyty. Powyższy fakt uzasadnia więc bardzo szybki wzrost oporów w miejscach gdzie obserwowana jest zmiana kierunku przepływu.

Tabela 7.2. Wartości ciśnienia statycznego wzdłuż przepływu zawiesiny lodowej od króćca wlotowego do króćca wylotowego wymiennika, x_{ai}=10,7%, x_s=15%

w_m (ms^{-1})	0,2	0,35	0,5	0,7
$p_{wlot_króciec,}$ (Pa)	4181	8379	9271	15355
$p_{wlot_wymiennik,}$ (Pa)	4138	8283	9120	15101
$p_{wlot_płyta1,}$ (Pa)	3652	7275	7610	12402
$p_{wylot_płyta1,}$ (Pa)	2511	5316	5541	9672
$p_{wlot_powrót,}$ (Pa)	2021	4165	4304	7405
$p_{wylot_powrót,}$ (Pa)	2015	4141	4268	7355
$p_{wlot_płyta2,}$ (Pa)	1543	3097	3163	5115
$p_{wylot_płyta2,}$ (Pa)	522	1267	1435	2521
$p_{wylot_wymiennika,}$ (Pa)	58	138	139	332
$p_{wylot_króciec,}$ (Pa)	38	68	75	82



Rysunek 7.8. Wpływ prędkości na relację pomiędzy stratami na płytach a stratami na układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa oraz stratami na odcinkach rozpływowych i odpływowych, x_{ai}=10,7%, x_s=15%



Rysunek 7.9. Profile koncentracji cząstek stałych, x_{ai}=10,7%, x_s=15%: (a) udział masowy lodu na ścianach instalacji, w_m=0,2ms^{-1}, (b) udział masowy lodu na ścianach instalacji, w_m=0,7ms^{-1}, (c) udział masowy lodu na przekrojach instalacji, w_m=0,2ms^{-1}, (d) udział masowy lodu na przekrojach instalacji, w_m=0,7ms^{-1},

7.4. Korelacja do obliczania spadków ciśnienia w kanałach płytowego wymiennika ciepła z uwzględnieniem oddziaływania układów rozpływu i odpływu

Przeprowadzone obliczenia numeryczne pozwalają na określenie wpływu zaburzeń powstających w układzie dystrybucji oraz rozpływu medium na dokładność obliczania CFD oporów przepływu w kanałach pomiędzy płytami wymiennika. W tym celu porównano obliczone numerycznie spadki ciśnienia pomiędzy płytami (zależność 7.1) z oporami przepływu uzyskanymi przy pomocy zależności Faninnga i wzorów (4.6-4.12). Wyniki porównania przedstawiono w tabelach 7.3 oraz 7.4. Straty ciśnienia dla spływu zawiesiny lodowej w dół są wyższe niż dla przepływu w górę o 11,8% oraz 7,5% odpowiednio dla przypadku wykorzystania modelu numerycznego oraz zależności na współczynnik oporów Fanninga. Taka rozbieżność może wynikać z tego, że w obliczeniach CFD podczas spływu w dół obserwuje się bardziej intensywną aglomerację cząstek stałych na węższym odcinku rozpływowym. Na wlocie do odcinka kanału wpływa więc zawiesina o znacznie wyższym udziale fazy stałej, co powoduje zwiększenie oporów przepływu. Przykładowo dla udziału objętościowego lodu na wlocie do instalacji X_{Vs}=15,9% (x_s=15%), przy stężeniu początkowym cieczy nośnej x_{ai}=10,7%, średni udział objętościowy cząstek stałych na wlocie do płyty przy spływie w dół wynosi X_{Vs}=25,6%, podczas gdy dla wlotu do kanału od dołu (przepływ do góry) jest on równy X_{Vs}=22,1%.

Tabela 7.3. Wpływ udziału masowego lodu na opory przepływu w płytach, porównanie uzyskanych w oparciu o symulację CFD i obliczonych wartości oporów przepływu, w_m=0,5ms^{-1}, x_{ai}=10,7%

Przepływ w dół						
x_s **(%)**	**0**	**5**	**10**	**15**	**20**	**25**
Δp_{CFD} (Pa)	1770	1832	1871	2069	2160	2639
Δp_{cal} (Pa)	1042	1328	1500	1664	1855	2113
Przepływ w górę						
x_s **(%)**	**0**	**5**	**10**	**15**	**20**	**25**
Δp_{CFD} (Pa)	1581	1664	1681	1728	1842	2530
Δp_{cal} (Pa)	964	1222	1388	1551	1740	1993

Tabela 7.4. Wpływ prędkości przepływu na spadki ciśnienia w płytach, porównanie uzyskanych w oparciu o symulację CFD i obliczonych wartości oporów przepływu, x_s=15%, x_{ai}=10,7%

Przepływ w dół				
w_m (ms^{-1})	**0,2**	**0,35**	**0,5**	**0,7**
Δp_{CFD} (Pa)	1141	1959	2069	2730
Δp_{cal} (Pa)	746	1212	1664	2301
Przepływ w górę				
w_m (ms^{-1})	**0,2**	**0,35**	**0,5**	**0,7**
Δp_{CFD} (Pa)	1021	1830	1728	2594
Δp_{cal} (Pa)	692	1097	1551	2189

Porównanie uzyskanych w oparciu o symulację CFD i obliczonych wartości strat ciśnienia (tabele 7.3 oraz 7.4) pozwoliło stwierdzić, że układy dystrybucji oraz rozpływu chłodziwa sprawiają, że numeryczne straty ciśnienia w kanałach płytowego wymiennika ciepła są wyższe od strat wyznaczonych przy pomocy zależności eksperymentalnych średnio o $\overline{E_{\Delta p}}$ = 33,3%. Zaobserwowana znacząca rozbieżność wynika z faktu, iż na odcinku rozpływowym wymiennika prędkość lodu zawiesinowego jest znacznie wyższa niż na odcinku płyt, co powoduje, że na wlocie do płyty lokalne prędkości chłodziwa mogą być wyższe. Celem potwierdzenia powyższej tezy odczytano wyznaczoną numerycznie maksymalną wartość prędkości fazy stałej na wlocie do odcinka płyty przy spływie w dół. Przy przepływie medium o udziale masowym lodu x_s=15% z prędkością w_m=0,5ms^{-1} wynosi ona 1,09ms^{-1}, podczas gdy na wlocie do odcinka pomiarowego kanału analizowanego w rozdziale 6 wynosiła 0,74ms^{-1}.

Znając wartości numeryczne oraz obliczone przy pomocy zależności Faninnga strat ciśnienia na płytach zaproponowano zależność pozwalającą na wyznaczanie oporów przepływu na płytach wymiennika uwzględniającą wpływ zaburzeń powstających w układzie dystrybucji oraz rozpływu chłodziwa (7.4):

$$\Delta p_{płyta_wymiennika} = \Delta p_{płyta} * \sum_{i=0}^{5} A_i * Re_K^i \tag{7.4}$$

Wartości współczynników A_i w zależności (7.4) zestawiono w tabeli 7.5. Wymagane dla skorzystania ze wzoru (7.4) straty ciśnienia na odcinku płyt $\Delta p_{płyta}$ mogą być wyznaczane przy pomocy zależności Fanninga dla przepływu laminarnego oraz związków (4.6-4.12) podanych w rozdziale 4 niniejszej pracy. Średnia względna różnica pomiędzy uzyskanymi w oparciu o symulację CFD i obliczonymi przy pomocy zależności (7.4) wartościami strat ciśnienia na płytach wymiennika wyniosła 3,1%.

Tabela 7.5. Wartości współczynników A_i we wzorze (7.4)

A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
-21,055115	0,892301	-0,012774	$8{,}474963*10^{-5}$	$-2{,}657205*10^{-7}$	$3{,}188247*10^{-7}$

Mając możliwość obliczania rzeczywistych strat na płytach wymiennika przy pomocy wzoru 7.4 oraz dysponując wyznaczonymi numerycznie oporami przepływu na odcinkach rozpływowych i odpływowych, wyprowadzono zależność pozwalającą na obliczanie sumy spadków ciśnienia na odcinkach rozpływowych i odpływowych dla zadanej geometrii wymiennika (7.5):

$$\Delta p_{rozpływ+ \quad ływ} = \Delta p_{płyta_wymiennika} * (C_1 + C_2 * Re_K^{C_3}) \tag{7.5}$$

Wartości współczynników C_i w równaniu (7.5) podano w tabeli 7.6. Liczba Reynolda według Kozickiego we wzorze (7.5) była obliczana z zależności (4.6), przy zastosowaniu średnicy hydraulicznej określonej dla odcinka rozpływowego i odpływowego, wyznaczonej z równania (7.6):

$$d_h = \frac{4V}{A}, \tag{7.6}$$

wynoszącej d_h=0,00526m. Średnia względna różnica pomiędzy wyznaczonymi numerycznie i obliczonymi przy pomocy zależności (7.5) wartościami oporów przepływu na odcinkach rozpływowych i odpływowych była równa 3,16%. Należy jednak podkreślić, że zaproponowany model obliczania oporów przepływu w płytowym wymienniku ciepła zasilanym zawiesiną lodową wymaga szerszych badań obejmujących weryfikację doświadczalną, dla różnych geometrii płyt i układów zasilania.

Tabela 7.6. Wartości współczynników C_i we wzorze (7.5)

C_1	C_2	C_3
-3,376720	2,792681	0,105780

8. Podsumowanie

Przedmiotem niniejszej pracy był przepływ zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym. Praca obejmowała zarówno badania doświadczalne jak i modelowanie numeryczne CFD.

Wynikiem badań doświadczalnych było wyznaczenie oporów przepływu zawiesiny lodowej w kanale szczelinowym dla różnych stężeń objętościowych wodnego roztworu etanolu (X_{Vat}=10,5%, 13,2%, 15,8%), udziałów masowych lodu (x_s=0…33%) oraz prędkości przepływu (w_m=0,22…5,8ms^{-1}). Pomiarów dokonano zarówno dla przepływu do góry jak i spływu w dół. Przeprowadzone badania wykazały, że:

- opory przepływu zawiesiny lodowej rosną wraz ze wzrostem stężenia cieczy nośnej oraz udziału masowego lodu na skutek wzrostu dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej oraz granicznego naprężenia stycznego,
- opory przepływu dla spływu w dół są większe niż w przypadku przepływu do góry o 6-10% oraz o 1-8%, odpowiednio w obszarze przepływu laminarnego i burzliwego,
- w zakresie przepływu turbulentnego, zarówno dla spływu lodu zawiesinowego w dół jak i przepływu do góry, wartości współczynników oporów Fanninga można wyznaczać z zależności Blasiusa pod warunkiem zastosowania liczby Reynoldsa według Kozickiego,
- w zakresie przepływu laminarnego w dół wartości współczynników oporów Fanninga można obliczać z zależności Fanninga przy wykorzystaniu liczby Reynoldsa według Kozickiego, natomiast w przypadku przepływu do góry konieczna jest korekta zależności Fanninga stanowiąca równanie (4.12) podane w niniejszej pracy,
- krytyczna wartość liczby Reynoldsa dla przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym wynosi około $Re_{K\text{-}crit}$=1600.

Oryginalny wkład niniejszej pracy w obszarze badań przepływowych zawiesiny lodowej, będący rezultatem badań eksperymentalnych, stanowi:

- zweryfikowanie właściwości reologicznych rozważanego chłodziwa dla różnych stężeń cieczy nośnej i udziałów masowych lodu, co pozwoliło na zaproponowanie własnych zależności do wyznaczania dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p i granicznego naprężenia stycznego τ_p,
- określenie wpływu kierunku przepływu, udziału masowego lodu i stężenia cieczy nośnej na wartości spadków ciśnienia,

- wprowadzenie uogólnionej definicji liczby Reynoldsa, dzięki czemu możliwe było wyeliminowanie wpływu stężenia cieczy nośnej i udziału masowego lodu na wartości współczynników oporów tarcia c_f,
- zaproponowanie korekty mianownika równania Fanninga dla laminarnego przepływu w górę kanału, co pozwoliło na uniezależnienie wartości współczynników oporów tarcia c_f od kierunku przepływu.

W części pracy poświęconej symulacjom numerycznym zaproponowano model CFD adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej oparty o metodę Euler-Euler oraz model turbulencji RNG k-ε. Zweryfikowana doświadczalnie średnia względna dokładność wyznaczania spadków ciśnienia wyniosła 5,6% oraz 6,4% odpowiednio w obszarze przepływu laminarnego i turbulentnego, co pozwoliło stwierdzić, że zastosowany model może być z powodzeniem wykorzystywany do realizacji badań przepływowych zawiesiny lodowej. Uzyskane wyniki symulacji numerycznych wskazują, że:

- spadki ciśnienia dla laminarnego spływu w dół są o 5-9% większe w stosunku do wartości otrzymanych dla przepływu w górę,
- średnia prędkość poślizgu cząstek stałych nie przekracza 4%, natomiast lokalne wartości prędkości poślizgu mogą wynosić 58% średniej prędkości przepływu zawiesiny,
- w przypadku przepływu heterogenicznego największe prędkości poślizgu występują w odległości 0,15xb od ścianek kanału,
- kształt profilu rozkładu cząstek stałych jest determinowany średnią prędkością przepływu oraz średnim udziałem objętościowym cząstek stałych. Pomijając obszar w odległości 0.08xb od ściany w którym mogą występować maksima (dla niskich prędkości), minima lokalne (dla większych prędkości), w środkowej części kanału profil jest wyrównany,
- istnieją graniczne, średnie: prędkość przepływu oraz średni udział masowy cząstek stałych, powyżej których niezależnie od warunków przepływu prędkość cząstek stałych odpowiada prędkości cieczy nośnej i przepływ ma charakter homogeniczny.

Zweryfikowany model CFD zastosowano do badania adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej w płytowym wymienniku ciepła. Analiza wyników symulacji numerycznych pozwoliła określić wpływ stężenia cieczy nośnej, udziału cząstek stałych oraz prędkości przepływu na uzyskiwane straty ciśnienia w modelu wymiennika. Ponadto zbadano wpływ udziału masowego lodu oraz prędkości medium na relację pomiędzy oporami

przepływu w kanałach pomiędzy płytami, a spadkami ciśnień w układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa oraz spadkami ciśnień w odcinkach rozpływowych i odpływowych. Wspomniane wyniki badań mają istotne znaczenie w aspekcie praktycznego wykorzystania zawiesiny lodowej jako chłodziwa i mogą być pomocne w procesie optymalizacji wymiarów wymienników ciepła mającej na celu minimalizację strat ciśnienia.

Do najważniejszych osiągnięć pracy w obszarze badań numerycznych przepływu zawiesiny lodowej należy zaliczyć:

- wyznaczenie mapy przepływu homogenicznego i heterogenicznego w pionowych kanałach szczelinowych,
- zaproponowanie zależności pozwalającej na wyznaczanie sumy spadków ciśnienia na odcinkach rozpływowych i odpływowych wymiennika płytowego będącej funkcją liczby Reynoldsa według Kozickiego.

Ewaluacja wyników badań eksperymentalnych i symulacji numerycznych przeprowadzonych w ramach niniejszej pracy pozwala stwierdzić, że zastosowane metody badawcze okazały się poprawne i użyteczne. W trakcie realizacji pracy potwierdzono postawione na jej początku tezy oraz osiągnięto założone cele. Zaprezentowane wyniki i wnioski pozwalają wskazać przyszłe kierunki badań, które mogą obejmować następujące zagadnienia i problemy badawcze:

- wyznaczenie dokładnego kryterium przejścia pomiędzy przepływem laminarnym i turbulentnym dla rozważanego przepływu w kanale szczelinowym,
- modelowanie procesów przepływowych w kolektorach rozdzielających płytowych oraz kanałach płytowych wymienników ciepła o różnych geometriach,
- uchwycenie zależności pomiędzy stratami ciśnienia w wymienniku płytowym, a jego wymiarami oraz gabarytami układu dystrybucji chłodziwa,
- wizualizacja przepływu zawiesiny lodowej w kanałach pionowych, przy pomocy anemometrii obrazowej PIV, w celu eksperymentalnego wyznaczenia pól prędkości cząstek fazy stałej

LITERATURA

[1] European Council 23/24 October 2014 - Conclusions, https://www.consilium.europa.eu/uedocs/cms_data/docs/pressdata/en/ec/145397.pdf
[2] Regulation (EU) No 517/2014. Regulation (EU) No 517/2014 of the European Parliament and of the Council of 16 April 2014 on fluorinated greenhouse gases and repealing Regulation (EC) No 842/2006, http://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/TXT/?uri=uriserv:OJ.L_.2014.150.01.0195.01.ENG
[3] Niezgoda – Żelasko B., Żelasko J.: *Właściwości reologiczne zawiesiny lodowej wodnego roztworu etanolu. Technika Chłodnicza i Klimatyzacyjna*, 2, 67–75, 2013.
[4] Egolf P.W., Kauffeld M.: *From physical properties of ice slurries to industrial ice slurry applications*. International Journal of Refrigeration, 28, 4-12, 2005.
[5] Ayel V., Lottin O., Peerhossaini H.: *Rhelogy, flow behaviour and heat transfer of ice slurrues: a review of the state of the art*. International Journal of Refrigeration, 26, 95-107, 2003.
[6] Mika Ł., Górski B., Kantor R.: *Flow modeling of slurry ice in a control valve*. Technical Transactions, 1-M, 59-66, 2015.
[7] Sari O., Vuarnoz D., Meili F., Egolf P.W.: *Visualization of ice slurries and ice slurry flows*. Proceedings of the Second Workshop on Ice Slurries of the International Institute of Refrigeration, Paris, 68–80, 2000.
[8] Niezgoda-Żelasko B., Zalewski W.: *Momentum transfer of ice slurry flows in tube - experimental investigation*. International Journal of Refrigeration, 29, 418-428, 2006.
[9] Gulipart J.: *Experimental study and calculation method of transport characteristics of ice slurries*. First Workshop on Ice Slurries of the International Institute of Refrigeration, Yverdon-Les-Bains, Schwitzerlands, 74-82, 1999.
[10] Lugo R., Fournaison L., Chourot J-M., Guilpart J.: *An excess function method to model the thermophysical properties of one-phase secondary refrigerants.* International Journal of Refrigeration, 25, 916-923, 2002.
[11] Melinder A., Granryd E.: *Using property values of aquaous solutions and ice to estimate ice concentrations and enthalpies of ice slurries.* International Journal of Refrigeration, 28, 13-19, 2005.
[12] VDI Heat Atlas. Düsseldorf, 1991
[13] Melinder A.: *Thermophysical properties of liquid secondary refrigerants. Tables and diagrams for the refrigerants industry*. IIF/IIR, Paris, 1997.
[14] Niezgoda – Żelasko B.: *Wymiana ciepła i opory przepływu zawiesiny lodowej w przewodach*. Monografia 334, Seria Mechanika, Wyd. Politechniki Krakowskiej, Kraków, 2006.
[15] Melinder A.: Thermophyscial properties of aqueous solutions used as secondary working fluids. Doctoral thesis, Division of Applied Thermodynamics and Refrigeration, Dept. of Energy Technology, School of Industrial Engineering and Management, Royal Institute of Technology, KTH Stockholm, Sweden, 2007.
[16] Melinder A.: Properties of Secondary Working Fluids (Secondary Refrigerants or Coolants, Heat Transfer Fluids) for Indirect Systems. International Institute of Refrigeration, Paris, 2010.
[17] Fukusako S. : Thermophyscial properties of ice, snow and sea ice. International Journal of Thermophysics, 11, 353-372, 1990.
[18] Levy F. L.: *Calculating the thermal conductivity of meat and fish in the freezing range.* International Journal of Refrigeration, 5(3), 149-154, 1982.

[19] Bel O., Lallemand A.: *Etiude d'un fluide frigoporteur diphasique. 2:Analyse expérimentale du comportement thermique et rhéologique*. International Journal of Refrigeration, 22, 175-187, 1999.
[20] Bel O., Lallemand A. : *Etude d'un fluida frigoporteur disphasique 1: Characteristiques thermophysiques intrinseques d'un de glace*. International Journal of Refrigeration, 22, 164-174, 1999.
[21] Kitanovski A., Vuarnoz A., Ata-Caesar D., Egolf P.W., Hansen T.M., Doetsch Ch.: *The fluid dynamics of ice slurry*. International Journal of Refrigeration, 28, 37-55, 2005.
[22] Orzechowski Z.: *Przepływy dwufazowe*, PWN, Warszawa, 1990.
[23] Hagg C.: *Ice slurry as Secondary Fluid in Refrigeration Systems.* Licentiate thesis, Division of Applied Thermodynamics and Refrigeration, Dept. of Energy Technology, School of Industrial Engineering and Management, Royal Institute of Technology, KTH Stockholm, Sweden, 2007.
[24] Almanassra I.W., Okonkwo E.C., Alhassan O., Aiteh M.A., Kochkodan V., Al.-Ansari T.: *Stability and thermophyscial properties test of carbide-derived carbon thermal fluid; a comparison between functionalized and emulsified suspension.* Powder Technology, 377(27), 415-428, 2021.
[25] Mika Ł.: *Badania lodu binarnego jako chłodziwa w pośrednich systemach chłodzenia*. Praca Doktorska, Instytut Aparatury Przemysłowej i Energetyki, Wydział Mechaniczny, Politechnika Krakowska im. Tadeusza Kościuszki, Kraków, 2003.
[26] Melinder, A.: *Enthalpy-phase Diagram of Aqueous Solutions for Ice-slurry Application*. 5th Ice Slurry Workshop, IIR, Stockholm, Sweden, 107-118, 2002.
[27] Jensen E., Christensen K., Hansen T., Schneider P., Kauffled M.: *Pressure drop and heat transfer with ice slurry*. Purdue University, IIF/IIR, 521-529, 2000.
[28] Niezgoda-Żelasko B.: *Heat transfer of ice slurries flows in tubes.* International Journal of Refrigeration, 29(3), 437-450, 2006.
[29] Ismail K.A.R., Radwan M.M.: *Effect of axial conduction on the ice crystal growth in laminar falling films*. International Journal of Refrigeration, 22, 389-401, 1999.
[30] Charunkyakorn P., Sengupta S., Roy S.K.: *Forced convective heat transfer in microencapsulated phase change material slurries: flow in circular ducts*. International Journal of Heat Mass Transfer, 34(3), 819-833, 1991.
[31] Kitanovski A., Poredos A.: *Concentraction distribustion and viscosity of ice-slurry in heterogeneous flow*. International Journal of Refrigeration, 25, 827-835, 2002.
[32] Hansen T.M., Kauffeld M.: *Viscosity of ice slurry.* Second Workshop on Ice-Slurries of the International Institute of Refrigeration, Paris, France, 2000.
[33] Darby R.: *Hydrodynamics of slurries and suspensions.* Encyclopaedia of fluid mechanics, slurry flow technology, 5, 49-92, 1986.
[34] Inaba H.: *New challenge in advanced thermal energy transportation using functionally thermal fluids*. International Journal of Thermal Science, 39, 991-1003, 2000.
[35] Onokoko Ch., Galanis N., Poirier M., Poncet S.: *Rheology of a propylene – glycol ice slurry.*Proceedings of the 26th CANCAM, Victoria, BC, Canada, 2017.
[36] Dziubiński M., Kijański T., Sęk J.: *Podstawy teoretyczne i metody pomiarowe reologii.* Monografie Politechniki Łódzkiej, Łódź, 2014.
[37] Meewisse J.W., Ferreira C.A.: *Optimal properties of ice slurries in secondary cooling systems*, Purdue University IIR-IIF, 513-520, 2000.
[38] Ashley Monteiro C.S., Pradeep Bansal K.: *Pressure drop characteristics and rheological modeling of ice slurry flow in pipes*. International Journal of Refrigeration, 33, 1523-1532, 2010.
[39] Doetsch C.: *Pressure drop and flow pattern of ice slurries*. Third workshop on ice slurries of the IIR, Lucerne, Switzerland, 53-64, 2001.

[40]Mika L.: *Rheological behavior of low fraction ice slurry in pipes and pressure loss in pipe sudden contractions and expansions*. International Journal of Refrigeration, 35, 1697-1708, 2012.
[41] Illan F., Viedma A.: *Experimental study on pressure drop and heat transfer in pipelines for brine based ice slurry Part II: Dimensional analysis and rheological model*. International Journal of Refrigeration, 32, 1024-1031, 2009.
[42] Mellari S.: *Experimental investigations of ice slurry floks in horizontal pipe based on monopropylene glycol.* International Journal of Refrigeration, 65, 27-41, 2016.
[43] Takahashi H., Wilson J.W: *A laboratory study of pressure loss and pressure fluctuation for ice-water slurry flows in a horizontal pipe*. Ice Slurry Transport District Cooling Network, 497–510, 1993.
[44] Sellgren A.: *Hydraulic behaviour of ice particles in water*. 10th International Conference of Hydraulic Transport of Solids in Pipes, 21–217, 1986.
[45] Bel O., Lallemand A.: *Contribution a` l'e´tude du comportement thermohydraulique d'un me´lange diphasique: le coulis de glace. Etude the´orique et expe´rimentale*. PhD theses, INSA Lyon, ISAL 0000, 1996.
[46] Stutz B., Bedecarrats J. P., Erriguible A., Peuvrel C., Dumas J. P.: *Transferts de chaleur dans des e´changeurs coaxiaux traverse´s par un fluide charge´ en billes*. Congre`s francais de thermique, SFT 2001, Nantes, 377–382, 2001.
[47] Winters J.P., Kooy R.J.: *Direct freeze of ice slurry district cooling system evaluation*. Proceedings of the 82nd Annual Conference International District Heating and Cooling Association, 381–398, 1991.
[48] Newitt D.M., Richardson M.C., Abbott M., Turtle R.B.: *Hydraulic conveying of solids in horizontal pipes*. Transactions of the Institution of Chemical Engineers, 33, 93-110, 1955.
[49] Christensen K.G., Kauffeld M.: *Heat transfer measurements with ice slurry*. International Conference of the International Institute of Refrigeration, 1997.
[50] Niezgoda-Żelasko B., Zalewski W.: *Momentum transfer of ice slurry flows in tubes – modeling*. International Journal of Refrigeration, 29, 429-436, 2006.
[51] Niezgoda-Żelasko B., Żelasko J.: *Generalized non-Newtonian flow of ice slurry*. Chemical Engineering and Processing, 46, 895-904, 2007.
[52] Doetsch C.: *Experimentelle Untersuchung und Modellierung des Rheologischen Verhaltens von Ice-Slurries*. PhD, Fraunhofer Institut-UMSICHT, Fachbereich Chemie technik der Universitat Dortmund, 2001.
[53] Wang J., Wang S., Zhang T., Battaglia F.: *Matehmatical and experimental investigation of heterogeneous ice slurry flow in horizontal pipes*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 108 (b), 2381-2392, 2017.
[54] Rawat K.S., Pratihar A.K.: *Numerical investigation of ice slurry flow in horizontal pipe*. IOP Conference Series: Material Science and Engineering, 310, 2018.
[55] Wang J., Wang S., Zhang T., Liang Y.: *Numerical investigation of ice slurry isothermal flow in various pipes*. International Journal of Refrigeration, 36, 70–80, 2013.
[56] Zhang P., Shi X.J.: Thermo-*fluidic characteristics of ice slurry in horizontal circular pipes*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 89, 950-963, 2015.
[57] Akhtar S., Cheema T.A., Ali H., Kwak M.K, Park Ch.W.: *Numerical Investigation of the Pressure Drop Characteristics of Isothermal Ice Slurry Flow under Variable Ice Particle Diameter.* Hindawi Journal of Chemistry, 1-13, 2020.
[58] Tian Q.Q., He G.G., Wang H., Cai D.H: 2014. *Simulation on transportation safety of ice slurry in ice cooling system of buildings*. Energy and Buildings, 72, 262–270, 2014 .
[59] Stamatiou E., Kawaji M.: *Thermal and flow behavior of ice slurries in a vertical rectangular channel. Part I: Local distribution measurements in adiabatic flow*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, 3527-3543, 2005.

[60] Stamatiou E., Kawaji M.: *Thermal and flow behavior of ice slurries in a vertical rectangular channel. Part II: Forced convective melting heat transfer*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, 3544-3559, 2005.
[61] Vlasák P., Chára Z., Konfršt J., Kysela B.: *Flow of heterogeneous slurry in horizontal and inclined pipes*. 18th International Conference on Transport and Sedimentation of Solid Particles, Prague, Czech Republic, 369-376, 2017.
[62] Vlasák P., Chára Z., Krupicka J., Konfršt J.: *Experimental investigation of coarse particles-water mixture flow in horizontal and inclined pipes*. Journal of Hydrology and Hydromechanics, 62, 241-247, 2014.
[63] Kumano H., Yamanada Y., Makino Y., Asaoka T.: *Effect of initial aqueous solution concentration on rheological behavior of ice slurry*. International Journal of Refrigeration, 68, 218-225, 2016.
[64] Rawat K.S.: *Simulation of ice slurry in vertical pipe.* Asian Journal of Applied Science and Technology, 2(1), 6-12, 2018.
[65] Norgaard E., Sorensen T.A., Hansen T.M., Kauffeld M.: *Perfomance of components of ice slurry systems: pumps, plate heat exchangers and fittings*. International Journal of Refrigeration, 28, 83-91, 2005.
[66] Norgard E., Sorensen A., Hansen T.M., Kauffeld M.: *Performance of components of ice slurry systems: pumps, plate heat exchangers and fittings*. Proceedings of the 3rd IIR Workshop on Ice Slurries, Lucerne, 16-18 May 2001, 129-136, 2001.
[67] Krawczyk L., Sołek M., Mika Ł.: *Ice slurry flow in ball valves.* Technical Transactions, 1, 195-208, 2018.
[68] Mika Ł., Sołek M.: *Energy losses in contractions for the ice slurry considered as the Bingham fluid.* IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 214 012057, 2019.
[69] Sołek M., Mika Ł.: *Ice slurry flow through gate valves – local pressure loss coefficient.* IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 214 012112, 2019.
[70] Niezgoda-Żelasko B., Żelasko J.: *Opory przepływu zawiesiny lodowej w łukach i kolanach.* Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 48(6), 131-133, 2009.
[71] Mika Ł.: *Opory przepływu zawiesiny lodowej w elementach instalacji chłodniczej*. Monografia Politechniki Krakowskiej, 339, Kraków, 2011.
[72] Polska Norma M-34034. Rurociągi. Zasady obliczeń strat ciśnienia, 1976.
[73] Rawat K.S.: *Modeling of ice slurry flow through bend pipe.* IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 802 012001, 2020.
[74] Gupta R.P., Fraser C.A.: *Effect of new friction reducing additive on sunwell ice slurry characteristics*. National Research Council of Canada, Institute of Mechanical Engineering, Low Temperature Laboratory, Report no. TR-LT-023, NRC no. 32123, 1990.
[75] Bellas J., Chaer I., Tassou S.A. *Heat transfer and pressure drop of ice slurries in plate heat exchangers*. Applied Thermal Engineering, 22, 721-732, 2002.
[76] Fernandez-Seara J., Diz R.: *Thermo-hydraulic behavior of ice slurry in an offset strip-fin plate heat exchanger.* International Journal of Refrigeration, 41, 171-180, 2014.
[77] Ma Z.W., Zhang P.: *Pressure drop and heat transfer characteristics of clathrate hydrate slurry in a plate heat exchanger.* International Journal of Refrigeration, 34, 796-806, 2011.
[78] Renaud-Boivin S., Poirier M., Galanis N.: *Experimental study of hydraulic and thermal behavior of an ice slurry in a shell and tube heat exchanger.* Experimental Thermal Fluid and Science, 37, 130-141, 2012.
[79] Haruki N., Horibe A.: *Flow and heat transfer characteristics of ice slurries in a helically-coiled pipe.* International Journal of Refrigeration, 36, 1285-1293, 2013.
[80] Bedecarrats J.P., Strub F., Peuvrel Ch.: *Thermal and hydrodynamic considerations of ice slurry in heat exchangers.* International Journal of Refrigeration, 32, 1791-1800, 2009.

[81] Kalaiselvam S., Karthik P., Ranijt Prakash S.: *Numerical investigation of heat transfer and pressure drop characteristics of tube-fin heat exchangers in ice slurry HVAC system.* Applied Thermal Engineering, 29, 1831-1839, 2009.
[82] Illan F., Vidma A.: *Heat exchanger performance modeling using ice slurry as secondary refrigerant.* International Journal of Refrigeration, 35, 1275-1283, 2012.
[83] Kamyar A., Aminossadati S.M., Leonardi Ch.R.: *Thermo-Hydrodynamics of Helical Coil Heat Exchanger Operated with a Phase-Change Ice Slurry as a Refrigerant.* Heat Transfer Engineering, 0, 1-12, 2018.
[84] Dong W.I.: *Experimental study on flow and pressure drop of ice slurry for various pipes*. Fifth Workshop on Ice-Slurries of the International Institute of Refrigeration, Stockholm, Sweden, 2002.
[85] Vuarnoz D., Sari O., Egolf P.W., Liardon H.: *Ultrasonic velocity profiler UVP-XW for ice slurry flow characterization*,. Third International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering, Lausanne, Switzerland, 91–96, 2002.
[86] Wang J., Zhang T., Wang S.: *Heterogenous ice slurry flow and concentration distribution in horizontal pipes.* Interantional Journal of Heat and Fluid Flow, 44, 425-434, 2013.
[87] Kaushal D.R., Sato K., Toyota T., Funatsu K., Tomita Y.: *Effect of particle size distribution on pressure drop and concentration profile in pipeline flow of highly concentrated slurry*. International Journal of Multiphase Flow, 31, 809–823, 2005.
[88] Grozdek M., Khodabandeh R., Lundqvist P.: *Experimental investigation of ice slurry flow pressure drop in horizontal tubes.* Experimental Thermal and Fluid Science, 33, 357-370, 2009.
[89] Bedecarrats J.P., Strub F., Peuvrel Ch.: *Thermal and hydrodynamic consideration if ice slurry in heat exchangers.* International Journal of Refrigeration, 32, 1791-1800, 2009.
[90] Budryk W.: *Contribution à la théorie du lavage (Contribution to the Theory of Jigging)*. Revue de l Industrie Minérale, 374, 1936.
[91] Richardson J.F., Zaki W.M.: *Sedimentation and fluidisation: Part I.* Transactions of the Institution of Chemical Engineers, 32, 35, 1954.
[92] Wallis G.B.: *One Dimensional Two Phase Flow*. McGraw-Hill, New York, 1969.
[93] Kuchmacz J., Niezgoda-Żelasko B.: *Ice slurry flow through a vertical slit channel.* International Journal of Refrigeration, 128, 34-42, 2021.
[94] Kozicki W., Chou C.H., Tiu C.: *Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape*. Chemical Engineering Science, 21, 665-679, 1966.
[95] Niezgoda-Żelasko B., Kuchmacz J.: *CFD modelling of the flow of ice slurry in a vertical slit channel*. International Journal of Refrigeration, 139, 158-167, 2022.
[96] Gidaspow D.: *Multiphase Flow and Fluidization*. Continuum and Kinetic Theory Descriptions, first ed. Academic Press, New York, 1994.
[97] Lun C.K.K., Savage S.B., Jeffrey D.J., Chepurniy N.: *Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield*. Journal of Fluid Mechanics, 140, 223-256, 1984.
[98] Badawi S. H., Thomas Ch., Hesse U.: *Mathematical Model of Ice Slurry Flow to predict Agglomerations and Phase interaction effects*. International Refrigeration and Air Conditioning Conference, paper 2226, https://docs.lib.purdue.edu/iracc/2226, 2021.
[99] Shi H., Yuan J., Li Y.: *The Impact of Swirls on Slurry Flows in Horizontal Pipelines*. Journal of Marine Science and Engineering, 9, paper 1201, 2021.
[100] Ekambar K., Sanders R.S., Nandakumar K., Masliyah J.H., *Hydrodynamic simulation of horizontal slurry pipeline flow using ANSYS-CFX*. Industrial and Engineering Chemistry Research, 48, 8159-8171, 2009.

[101] Burns A.D., Frank T., Hamill I., Shi J.M.: *The Faure averaged drag model for turbulent dispersion in Eulerian multi-phase flows*. Fifth International Conference on Multiphase Flow, Yokohama, Japan, 2004.
[102] Faraj Y., Wang M.: *ERT investigation on horizontal and vertical counter-gravity slurry flow in pipelines*. Procedia Engineering, 42, 588-606, 2012.
[103] Zalewski W.: *Systemy i urządzenia chłodnicze*. Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Kraków, 2012.
[104] Niezgoda – Żelasko B.: *Nowoczesne systemy chłodzenia pośredniego*. Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Kraków, 2017.

STRESZCZENIE

Znaczące ograniczenia w stosowaniu czynników chłodniczych o wysokich wartościach współczynnika GWP połączone z rosnącymi cenami nowych czynników chłodniczych powodują, że pośrednie układy chłodzenia stają się coraz bardziej atrakcyjne. Z uwagi na liczne zalety, wśród których najważniejszą rolę odgrywa wysoka właściwa wydajność cieplna, zawiesina lodowa stanowi ważną alternatywę dla powszechnie stosowanego w systemach pośrednich chłodziwa jakim jest woda lodowa.

W literaturze przedmiotu można znaleźć wiele prac poświęconych przepływowi zawiesin lodowych w rurach poziomych. Badania dotyczące przepływu pionowego w rurach i kanałach są natomiast przedmiotem zaledwie kilku publikacji [55], [59], [60], [63], [64]. Wyznaczenie zależności służących do obliczania współczynnika oporów tarcia dla pionowych kanałów szczelinowych połączone z dogłębną analizą profili prędkości i udziałów masowych lodu ma jednak istotne znaczenie aplikacyjne w aspekcie przepływu zawiesiny lodowej w płytowych wymiennikach ciepła.

W związku z powyżej przedstawionymi faktami w ramach pracy doktorskiej przeprowadzono badania eksperymentalne oraz symulacje numeryczne przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym. Badania empiryczne obejmowały wpływ kierunku przepływu, stężenia cieczy nośnej, udziału masowego lodu oraz prędkości średniej na uzyskiwane wartości spadków ciśnienia. Zmierzone opory przepływu dla spływu w dół w obszarze przepływu laminarnego były o 6-10% większe od spadków ciśnienia dla przepływu do góry zaś w obszarze przepływu burzliwego były one od 1-8% większe.

Otrzymane wyniki pomiarów pozwoliły stworzyć obszerną bazę danych eksperymentalnych, która umożliwiła opracowanie zależności do wyznaczania dynamicznego współczynnika lepkości plastycznej μ_p i granicznego naprężenia stycznego τ_p zawiesiny lodowej. Ponadto wykorzystując uogólniony model cieczy nienewtonowskiej w pracy podano zależności do obliczania współczynnika oporów tarcia dla pionowego kanału szczelinowego i różnych kierunków przepływu.

Modelowanie CFD adiabatycznego przepływu zawiesiny lodowej w pionowym kanale szczelinowym zostało przeprowadzone w oparciu o metodę Euler-Euler. Symulacje numeryczne wykonano przy użyciu oprogramowania Ansys Fluent 2020. Średnia względna dokładność wyznaczania spadków ciśnienia w stosunku do badań eksperymentalnych wyniosła 5,6%.

Obliczenia numeryczne wykazały, że względna prędkość poślizgu oraz wpływ kierunku przepływu na prędkość poślizgu rośnie wraz ze spadkiem stężenia cieczy nośnej, spadkiem średniej prędkości przepływu oraz spadkiem średniego udziału masowego cząstek stałych. Średnia prędkość poślizgu cząstek stałych nie przekraczała 4%, a lokalne wartości prędkości poślizgu wynosiły nawet 58% średniej prędkości przepływu zawiesiny. W przypadku przepływu heterogenicznego największe prędkości poślizgu występowały w odległości 15% szerokości kanału od jego ścianek. W pracy wskazano, że kształt profilu rozkładu cząstek stałych jest determinowany średnią prędkością przepływu oraz średnim udziałem masowym cząstek stałych. Pomijając obszar w odległości 8% szerokości kanału od ściany, w którym mogą występować maksima (dla niskich prędkości), minima (dla większych prędkości) lokalne, w środkowej części kanału profil był wyrównany. Ważnym rezultatem symulacji numerycznych było również określenie krzywych granicznych pomiędzy przepływem heterogenicznym i homogenicznym.

Wykorzystanie stworzonego modelu CFD w aspekcie praktycznego zastosowania zawiesiny lodowej jako chłodziwa polegało na wyznaczaniu przy jego pomocy wpływu stężenia cieczy nośnej, udziału cząstek stałych oraz prędkości przepływu na uzyskiwane straty ciśnienia w płytowym wymienniku ciepła. Określono również relację pomiędzy stratami ciśnienia na płytach wymiennika a stratami na układzie dystrybucji i rozpływu chłodziwa oraz stratami na odcinkach rozpływowych i odpływowych. Finalnym wynikiem symulacji numerycznych było zaproponowanie zależności pozwalającej na wyznaczanie sumy spadków ciśnienia na odcinkach rozpływowych i odpływowych wymiennika.

SUMMARY

Significant restrictions on the use of high GWP refrigerants combined with rising prices of new refrigerants make indirect cooling systems increasingly attractive. Due to numerous advantages, among which high heat capacity plays the most important role, ice slurry is an important alternative to chilled water, commonly used in indirect cooling systems.

In the literature there are many papers about the flow of ice slurries in horizontal pipes. On the other hand studies on vertical flow in pipes and ducts are the subject of only a few articles [55], [59], [60], [63], [64]. Determining the dependencies allowing to calculate the coefficient of friction factor for vertical slit channels combined with an in-depth analysis of velocity and ice mass fractions profiles is, however, of significant importance in the aspect of ice slurry flow in plate heat exchangers.

In connection with the facts presented above, experimental research and numerical simulations of the flow of ice slurry in a vertical slit channel were carried out as part of the

doctoral thesis. Experimental investigations included the influence of flow direction, carrier fluid concentration, ice mass fraction and mean velocity on the pressure drop values. The measured resistance values for downward flow in the laminar area were 6–10% higher than the pressure drops for upward flow, while in the turbulent flow area they were 1–8% higher.

The obtained measurement results allowed to create an extensive experimental database on the basis of which correlations used to calculate dynamic plastic viscosity μ_p and yield shear stress τ_p were determined. In addition, using the generalized non-Newtonian fluid flow model, equations for calculating the friction factors for a vertical slit channel and various flow directions were proposed.

CFD modeling of the adiabatic ice slurry flow in the vertical slit channel was carried out based on the Euler-Euler method. Numerical simulations were performed using the Ansys Fluent 2020 software. The mean relative accuracy of determining pressure drops compared to experimental studies was 5,6%.

Numerical calculations showed that the relative slip velocity and the influence of the flow direction on the slip velocity increases with decreasing carrier fluid concentration, decreasing mean flow velocity and decreasing mean ice mass fraction. The mean slip velocity of solid particles did not exceed 4%, and the local values of the slip velocity were even 58% of the mean slurry velocity. In the case of heterogeneous flow, the highest slip velocities occurred at a distance of 15% of the channel width from its walls. The paper reveals that the shape of the solid particle distribution profile is determined by the mean flow velocity and the mean solid particles mass fraction. Excluding the area at a distance of 8% of the channel width from the wall, where local maximum (for low velocities) and local minimum (for higher velocities) values may occur, the profile was even in the central part of the channel. The important result of the numerical simulations was also the determination of boundary curves between heterogeneous and homogeneous flow.

The created CFD model was used in terms of the practical application of the ice slurry as a coolant to determine the influence of the carrier fluid concentration, ice mass fraction and mean velocity on the pressure drop values in the plate heat exchanger. Relationship between pressures losses on the heat exchanger plates and losses in the coolant distribution system as well as in the entry and outflow sections of the plates was also examined. The final result of the numerical simulations was the proposal of the equation which enables the determination of the sum of pressure drops in the entry and outflow sections of the heat exchanger.

ZAŁĄCZNIKI

Załącznik 1.

Wartości współczynników wielomianów oraz stężenia roztworów cieczy nośnej, dla których obowiązują zależności wielomianowe służące do obliczania granicznego naprężenia stycznego oraz dynamicznego współczynnika lepkości dla cieczy Cassona

Wartości A_i współczynników wielomianów [104]

μ_{ai} [Pas]	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	$x_{s\text{-}gr}$ [%]
0,002	1,002	$-3{,}02*10^{-2}$	$-4{,}672*10^{-3}$	$5{,}028*10^{-4}$	$-1{,}202*10^{-5}$	$1{,}002*10^{-7}$	0
0,0025	1,00	$-3{,}192*10^{-2}$	$-5{,}175*10^{-4}$	$9{,}185*10^{-5}$	$-8{,}497*10^{-7}$	0	0
0,003	0,9992	$-1{,}055*10^{-1}$	$1{,}065*10^{-2}$	$-5{,}157*10^{-4}$	$1{,}223*10^{-5}$	$-1{,}008*10^{-7}$	0
0,004	1,001	$-1{,}884*10^{-2}$	$-6{,}047*10^{-4}$	$3{,}63*10^{-5}$	$-1{,}862*10^{-7}$	0	0
0,005	0,9996	$-2{,}203*10^{-2}$	$1{,}571*10^{-3}$	$-8{,}425*10^{-5}$	$2{,}494*10^{-6}$	$-2{,}276*10^{-8}$	0
0,006	1,004	$-1{,}408*10^{-2}$	$2{,}196*10^{-4}$	$9{,}402*10^{-6}$	0	0	20
0,007	0,9926	$-1{,}271*10^{-2}$	$8{,}817*10^{-4}$	0	0	0	20
0,008	0,9999	$4{,}168*10^{-3}$	$7{,}582*10^{-4}$	0	0	0	25
0,009	0,9993	$2{,}07*10^{-2}$	$7{,}822*10^{-4}$	0	0	0	30
0,01	0,9999	$3{,}686*10^{-2}$	$8{,}261*10^{-4}$	0	0	0	35

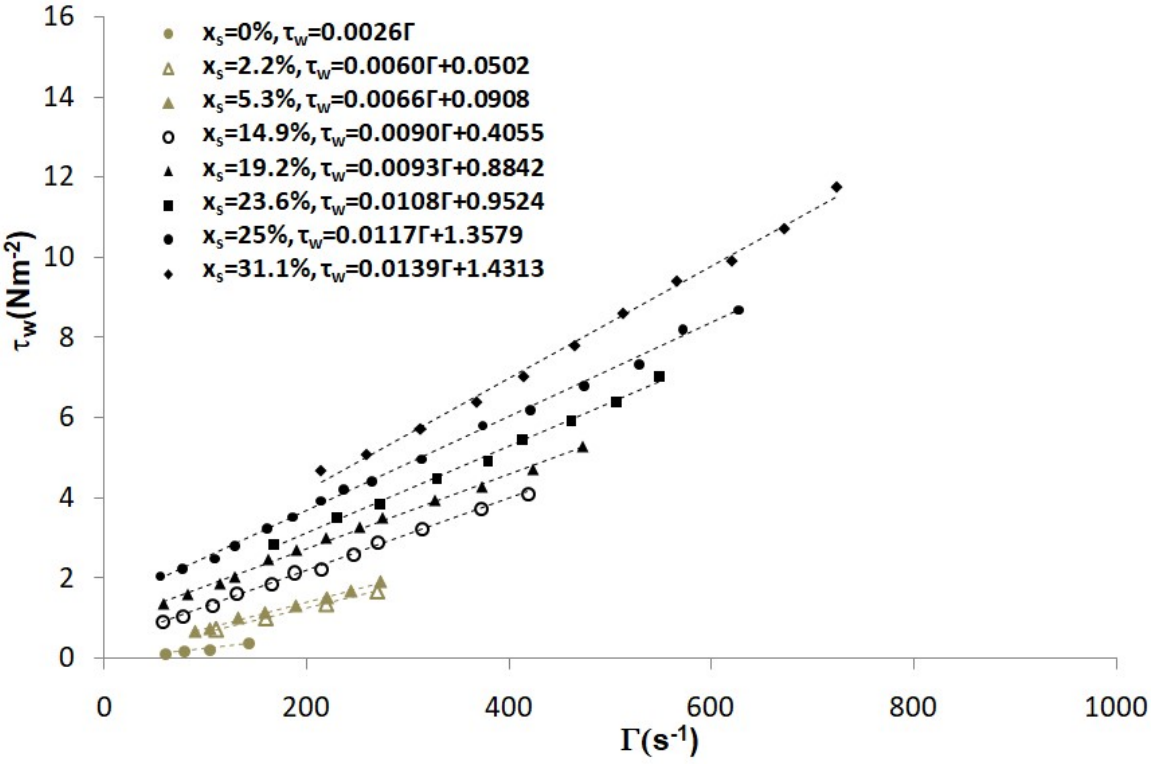
Wartości B_i współczynników wielomianów [104]

μ_{ai} [Pas]	B_0	B_1	B_2	B_3	$x_{s\text{-}gr}$ [%]
0,002	$1{,}4953*10^{-2}$	$-1{,}8012*10^{-2}$	$4{,}3253*10^{-3}$	$-2{,}5224*10^{-5}$	0
0,0025	$-3{,}1765*10^{-2}$	$4{,}9594*10^{-3}$	$3{,}3796*10^{-3}$	0	0
0,003	$-1{,}215*10^{-2}$	$1{,}3277*10^{-4}$	$4{,}0057*10^{-3}$	0	0
0,004	$-8{,}5*10^{-2}$	$-3{,}3071*10^{-2}$	$5{,}5857*10^{-3}$	0	0
0,005	$6{,}6548*10^{-1}$	$-9{,}8071*10^{-2}$	$7{,}1095*10^{-3}$	0	0
0,006	$-7{,}8686*10^{-1}$	$-4{,}3086*10^{-2}$	$6{,}7429*10^{-3}$	0	20
0,007	-5,6593	$5{,}1064*10^{-1}$	$-1{,}3557*10^{-2}$	$2{,}4*10^{-4}$	20
0,008	1,7634	$-2{,}386*10^{-1}$	$1{,}0371*10^{-2}$	0	25
0,009	1,8225	$-2{,}361*10^{-1}$	$1{,}09*10^{-2}$	0	30
0,01	2,31	$-2{,}39*10^{-1}$	$1{,}18*10^{-2}$	0	35

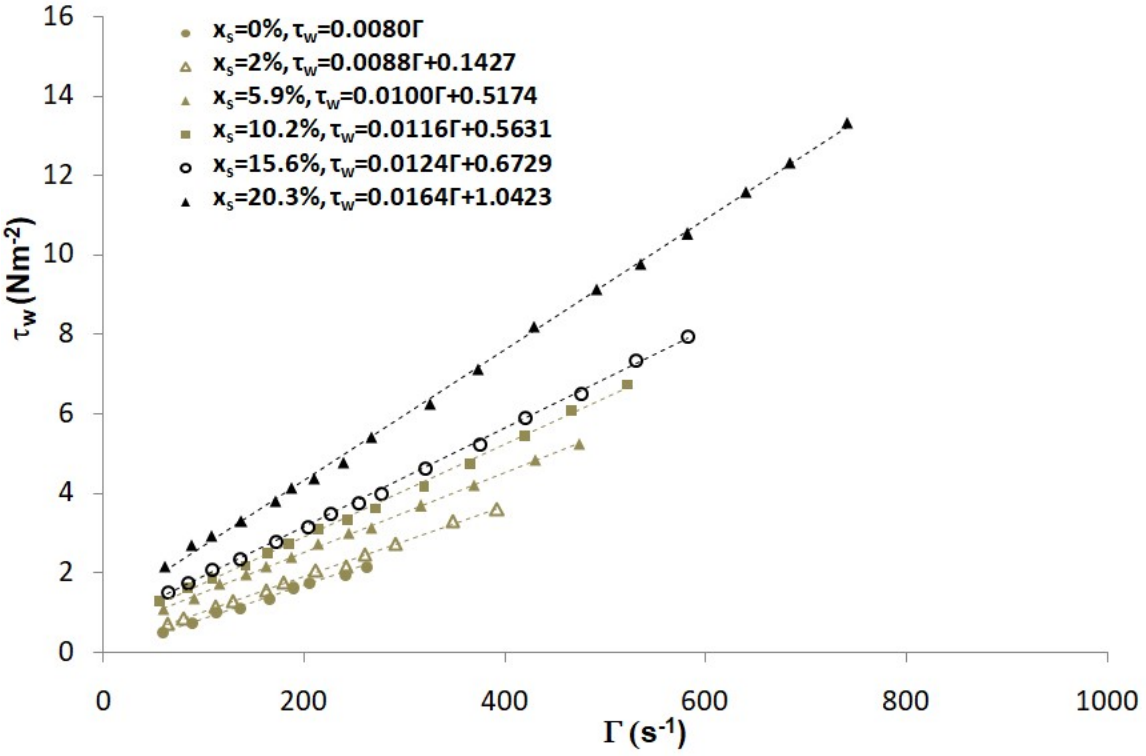
Stężenia roztworów cieczy nośnej, dla których obowiązują zależności w tabeli 1.3 [21, 104]

Roztwór	Zakres stężeń	Minimalna temperatura roztworu
Glikol etylenowy	$14\%<x_{ai}<36\%$	-15
Glikol propylenowy	$15\%<x_{ai}<26\%$	-10
Alkohol etylowy	$11\%<x_{ai}<22\%$	-10
Metanol	$7{,}8\%<x_{ai}<29{,}5\%$	-22,5
Chlorek potasu	$9\%<x_{ai}<28{,}3\%$	-20
Woda amoniakalna	$8\%<x_{ai}<22{,}4\%$	-35

Załącznik 2. Rurowe krzywe płynięcia dla stężeń etanolu x_{ai}=8,5% oraz x_{ai}=12,9%



Krzywe płynięcia dla przepływu przez rurę poziomą d_i=0,016m, x_{ai}=8,5%



Krzywe płynięcia dla przepływu przez rurę poziomą d_i=0,016m, x_{ai}=12,9%