

Sławomir Błoński

ANALIZA PRZEJŚCIA LAMINARNO-TURBULENTNEGO
W MIKROKANAŁACH



INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

WARSZAWA 2009

ISBN 978-83-89687-50-0

ISSN 0208-5658

Redaktor Naczelny:

prof. dr hab. inż. Zbigniew Kotulski

Praca doktorska pod kierunkiem
prof. dr hab. Tomasza A. Kowalewskiego

Recenzenci:

prof. dr hab. inż. Piotr Doerffer
Instytut Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk

dr hab. Zbigniew Walenta
Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN, Warszawa

Praca wpłynęła do redakcji 28 października 2009 r.

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład: 100 egz. Ark. druk.: 9.6

Oddano do druku w październiku 2009 roku

Druk i oprawa: Drukarnia Braci Grodzickich, ul. Geodetów 47A, Piaseczno

Streszczenie

W pracy przeprowadzono mikroskopowe pomiary pól prędkości (μ PIV - micro Particle Image Velocimetry) celem zbadania przejścia laminarno-turbulentnego w mikro kanałach. Badania przeprowadzono w dwóch konfiguracjach dla przepływu dejonizowanej wody z fluorescencyjnymi cząstkami wskaźnikowymi. W pierwszej konfiguracji będącej laboratoryjnym modelem emulsyfikatora zbadano charakter przepływu w mikrokanale utworzonym w formie krótkiej (1mm) szczeliny o wysokości $400\mu\text{m}$. Analiza pól prędkości przeprowadzona w mikro kanale w szerokim zakresie liczb Reynoldsa ($991 - 6770$) wykazała, że przepływ osiągając prędkości bliskie 20 m/s (co odpowiadało liczbie Reynoldsa równej 6770) pozostawał nadal laminarny. Tak wysoka liczba Reynoldsa nie zapewniała turbulizacji przepływu która, jak zostało pokazane, rozpoczyna się dopiero w kanale wylotowym emulsyfikatora. Fakt ten został potwierdzony w symulacjach numerycznych wykonanych metodą bezpośredniego rozwiązywania równań Naviera-Stokesa (*DNS*). Niewątpliwie dla przepływów w krótkich mikro kanałach ma miejsce wyraźne przesunięcie krytycznej liczby Reynoldsa w kierunku wyższych wartości. Otrzymany rezultat ma bezpośrednie zastosowanie w modelowaniu procesów emulsyfikacji, konstrukcji tłumików turbulencji czy wymienników ciepła opartych na przepływie przez mikro otwory.

Drugim rozpatrywanym układem przepływowym jest długi i płaski mikro kanał z wprowadzonym poprzecznym pofalowaniem ścianek. Pomiary wykonane metodą μ PIV oraz przeprowadzone symulacje numeryczne pozwoliły na stwierdzenie, że odpowiednio wykonane pofalowanie ścianek, nie wprowadzając dodatkowych oporów hydraulicznych, prowadzi do znacznej redukcji krytycznej liczby Reynoldsa, przy której następuje destabilizacja przepływu i wzmacnianie początkowych zaburzeń. Stwierdzono, że przepływ w kanale o pofalowanych ściankach ulega destabilizacji już dla liczby Reynoldsa poniżej 100 . Generowany przepływ o złożonej trójwymiarowej formie i skomplikowanych strukturach wirowych może w znacznym stopniu zwiększyć intensywność procesów wymiany ciepła i masy zachodzących w mikrosystemach przy małych liczbach Reynoldsa.

Analysis of laminar-turbulent transition in micro-channels

Abstract

Microscopic particle image velocimetry (μ PIV) experiments were performed to investigate laminar-turbulent transition in micro-channels. Flow of deionised water mixed with fluorescent seed particles was used as the working fluid in two investigated configurations. In the first configuration short (1mm) micro-channel of $400\mu\text{m}$ height was formed by a slit of an emulsifier. μ PIV flow analysis performed for Reynolds numbers ranging from 991 to 6770 gave no evidence of transition to turbulence in the micro-channel. The initial transition to turbulent flow was observed only at the micro-channel exit and developed to fully turbulent flow several millimetres behind it. Our experimental analysis was confirmed by numerical simulations (DNS). Obviously laminar-turbulent transition for the flow in short micro-channels must be shifted into higher Reynolds numbers. This result has importance for modelling industrial emulsifiers, construction of turbulence dampers and heat exchangers based on the flow through micro orifices.

In the second configuration flow in a long and flat rectangular micro-channel is investigated numerically and experimentally. It was found that due to the unique transversal sinusoidal wall corrugation we may achieve drastic reduction of the critical Reynolds number and flow destabilization occurs already at the Reynolds number about 100. Numerical simulations (DNS) and experimental analysis using μ PIV technique gave evidence that the introduced wall waviness generates spanwise instabilities propagating along the channel and disturbing the flow structure. The new unstable flow pattern, which emerges from the unstable mode has complex three-dimensional structure promoting mixing properties of the channel flow. The low Reynolds number destabilization of the flow through the wavy channel can be used for optimization and efficiency enhancement of the micro-mixers, micro-heat-exchangers and chemical micro-reactors.

Spis treści

CEL I ZAKRES PRACY	7
LISTA WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	9
1. WSTĘP	11
1.1. Turbulencja	13
1.2. Struktura przepływu i przejście laminarno-turbulentne w układach mikroprzepływowych	19
2. METODY ANALIZY EKSPERYMENTALNEJ	23
2.1. Klasyczna (makroskalowa) anemometria obrazowa	23
2.2. Anemometria obrazowa w skali mikro - μ PIV	28
3. METODY ANALIZY NUMERYCZNEJ	37
3.1. Symulacja <i>DNS</i>	37
3.2. Obliczenia z wykorzystaniem modelu <i>RANS</i>	38
4. ANALIZA EKSPERYMENTALNA PRZEPŁYWU PRZEZ MIKROKANAL	43
4.1. Model eksperymentalny	43
4.2. Stanowisko pomiarowe	44
4.3. Przebieg eksperymentów	48
4.4. Wyniki pomiarów	50
5. ANALIZA NUMERYCZNA PRZEPŁYWU PRZEZ MIKROKANAL	65
5.1. Geometria domeny obliczeniowej oraz siatka obliczeniowa	65
5.2. Przebieg obliczeń	68
5.3. Wyniki obliczeń	68
5.3.1. Wyniki symulacji <i>DNS</i>	69
5.3.2. Wyniki obliczeń z wykorzystaniem modelu <i>RANS</i>	81
5.3.3. Porównanie wyników numerycznych i eksperymentalnych	91
6. NUMERYCZNA I EKSPERYMENTALNA ANALIZA PRZEPŁYWU PRZEZ KANAŁ O GEOMETRII PROWADZĄCEJ DO ZNA CZNEJ REDUKCJI KRYTYCZNEJ LICZBY REYNOLDSA	99
6.1. Symulacja numeryczna <i>DNS</i>	101
6.2. Analiza eksperymentalna	103
6.3. Wyniki analizy numerycznej i eksperymentalnej	105
6.4. Wnioski i perspektywy dalszych badań	115

7. PODSUMOWANIE I WNIOSKI.....	117
8. DODATEK A: ANALIZA BŁĘDÓW TECHNIKI MPIV	119
9. DODATEK B: DOBÓR OPTYMALNEJ KONCENTRACJI CZĄSTEK ZNACZNIKOWYCH	125
10. DODATEK C: WYKAZ PRZEPROWADZONYCH EKSPERYMENTÓW	127
11. DODATEK D: GŁĘBIA KORELACJI W PRZEPROWADZONYCH POMIARACH	131
12. DODATEK E: SKALE KOŁMOGOROWA: DŁUGOŚCI I CZASU	133
13. DODATEK F: TEST WRAŻLIWOŚCI ROZWIĄZANIA NA GĘSTOŚĆ SIATKI.....	137
14. DODATEK G: PARAMETRY SYMULACJI NUMERYCZNYCH.....	139
15. DODATEK H: PORÓWNANIE WYNIKÓW SYMULACJI NUMERYCZNYCH DNS PRZEPŁYWU PRZEZ GEOMETRIĘ EMULSYFIKATORA Z OTWARTYM TYLKO JEDNYM MIKROKANAŁEM ORAZ OTWARTYMI DWOMA MIKROKANAŁAMI	141
16. PODZIĘKOWANIA	147
17. BIBLIOGRAFIA.....	149

Cel i zakres pracy

W większości układów mikroprzepływowych, z uwagi na małe wymiary i niewielkie prędkości, występują na ogół przepływy z niskimi liczbami Reynoldsa, czyli przepływy laminarne. Istnieje obok nich również duża grupa układów, w których przepływy odbywają się ze znacznymi prędkościami, gdzie liczby Reynoldsa osiągają często wartość kilku tysięcy. Do układów takich zaliczyć można przede wszystkim różnego rodzaju mikromieszalniki, mikroreaktory chemiczne, mikrowymienniki ciepła oraz generatory emulsji i aerozoli. W urządzeniach takich dąży się do jak największej turbulizacji przepływu, gdyż wraz ze wzrostem stopnia burzliwości wzrastają parametry istotne dla ich pracy, takie jak intensywność mieszania, możliwy do przekazania strumień ciepła czy wartość naprężeń ścinających.

Celem niniejszej pracy jest eksperymentalna i numeryczna analiza zjawisk przepływowych w skali mikro związanych z turbulencją i przejściem laminarno-turbulentnym. Podany zostanie pełny opis przepływu turbulentnego oraz określona zostanie granica przejścia laminarno-turbulentnego w układzie mikroprzepływowym, będącym modelem rzeczywistego generatora emulsji. Badany układ mikroprzepływowy charakteryzuje bardzo mała długość w stosunku do wysokości ($l/h < 10$), co zapewniło pomimo dużych prędkości (~ 20 m/s), stosunkowo małe spadki ciśnienia ($\Delta p < 1$ MPa). Wyznaczone zostaną parametry, które mogą wpływać na położenie granicy przejścia laminarno-turbulentnego. Praca pokazała, że obok badanych w literaturze parametrów jak wysokość kanału, jego szerokość czy też średnica hydrauliczna, ważnym parametrem jest jego długość.

Zastosowana metoda pomiarowa to mikroanemometria obrazowa (μ PIV). Jest to jedno z pierwszych zastosowań tej nowej metody do badań turbulencji w przepływach mikroskalowych. Wykonanie planowanych badań eksperymentalnych wiązało się z:

- zaprojektowaniem i zbudowaniem oryginalnego układu eksperymentalnego, składającego się z układu mikroprzepływowego, układu wymuszającego przepływ, mikroskopu epi-fluorescencyjnego, układu oświetlającego oraz układu akwizycji obrazów; głównym narzędziem eksperymentalnym użytym w pracy była anemometria obrazowa (ang. PIV – Particle Image Velocimetry) zaadoptowana do pomiarów w skali mikro;
- zaadoptowaniem algorytmów PIV wyznaczających pola prędkości do analizy obrazów uzyskanych podczas eksperymentów;
- opracowaniem algorytmów analizy zmierzonych pól prędkości w celu wyznaczenia charakterystyk turbulencji.

Praca, oprócz analizy eksperymentalnej, zawiera również symulacje numeryczne badanego mikroprzepływu, wykonane metodą objętości skończonych przy użyciu komercyjnego pakietu obliczeniowego Fluent (ANSYS Inc.). Ta część pracy obejmuje:

- wybór modelu numerycznego symulowanego mikroprzepływu;
- opracowanie metodyki obliczeń;
- przeprowadzenie obliczeń rozwiązujących pełny, trójwymiarowy, niestacjonarny układ równań Naviera-Stokesa (ang. *DNS* – Direct Numerical Simulation) oraz obliczeń bazujących na pół-empirycznym modelu turbulencji $k - \varepsilon$;
- weryfikację uzyskanych wyników numerycznych poprzez ich porównanie z rezultatami eksperymentalnymi.

Przedstawione w pracy badania dotyczą zagadnień ważnych z punktu widzenia aplikacyjnego. Uzyskane wyniki mogą być wykorzystane w szeregu urządzeń przemysłowych, w których występują krótkie mikrokanały czy też mikroszczeliny. Takie mikroukłady, dzięki stosunkowo niewielkim oporom hydraulicznym, mogą być stosowane w przemysłowych aparatach wytwarzających przepływy o dużych naprężeniach ścinających, mających za zadanie na przykład rozdrabnianie kropelek fazy rozproszonej w emulsjach czy aerozolach. W analizowanym układzie zastosowanie mikrokanalu o małej długości spowodowało przesunięcie granicy przejścia laminarno-turbulentnego w kierunku wyższych liczb Reynoldsa.

W pracy dodatkowo wykazane zostanie, że odpowiednia konfiguracja geometrii ścianek kanału może spowodować znaczne obniżenie liczby Reynoldsa, przy której przepływ staje się niestabilny i małe początkowe zaburzenia przepływu będą ulegać wzmocnieniu. Analizowana geometria ścianek, nie wprowadzając dodatkowych oporów hydraulicznych, może w istotnym stopniu zintensyfikować procesy wymiany ciepła i masy, czyli może zwiększyć wydajność różnego rodzaju mikromieszalników, mikrowymienników ciepła czy też mikroreaktorów chemicznych.

Lista ważniejszych oznaczeń

Symbol	Jednostka	Opis
d, h, L, l	m	wymiar liniowy
t, τ	s	czas
α, θ	$^\circ$	miara kąta płaskiego
$\vec{x} = (x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$	m	współrzędne układu kartezjańskiego
$\vec{u} = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$	m/s	prędkość i jej składowe
\vec{F}	N	siła
p	Pa	ciśnienie
T	$K, ^\circ C$	temperatura
Re	bezwymiarowe	liczba Reynoldsa
TKE	m^2/s^2	całkowita energia kinetyczna turbulencji
tke_{xz}	m^2/s^2	zmodyfikowana energia kinetyczna turbulencji
ε	m^2/s^3	współczynnik dyssypacji lepkiej energii
S^{\parallel}	m^2/s^2	podłużna funkcja struktury
S^{\perp}	m^2/s^2	poprzeczna funkcja struktury
ψ	bezwymiarowe	współczynnik intermitencji
ν	m^2/s	lepkość kinematyczna
μ	$Pa \cdot s, kg/(m \cdot s)$	lepkość dynamiczna
ρ	kg/m^3	gęstość
c	$\%$	koncentracja, stężenie
D	m^2/s	współczynnik dyfuzji
n	bezwymiarowe	współczynnik załamania światła
λ	m	długość fali światła
M	bezwymiarowe	powiększenie obiektywu

<i>NA</i>	bezwymiarowe	apertura numeryczna obiektywu
<i>WD</i>	bezwymiarowe	długość robocza obiektywu mikroskopu

1. Wstęp

Mikro i nano technologie, z uwagi na coraz powszechniejszą miniaturyzację urządzeń technicznych oraz możliwość wytwarzania materiałów o unikalnych właściwościach, są obecnie jedną z ważniejszych dziedzin nauk technicznych [1]. W ogromnej ilości zagadnień jakie obejmuje to szerokie pojęcie mikro i nano technologii, niezmiernie istotną pozycję zajmują zjawiska przepływowe. Badania mechaniki płynów w skali mikro stały się badaniami podstawowymi dla wielu dyscyplin naukowych oraz gałęzi przemysłu. Są one istotnym elementem współczesnej biologii, medycyny i diagnostyki medycznej. Analizy biologiczne coraz częściej wykonywane są w zmminiaturyzowanych aparatach [2], które „zadowolają” się próbkami o objętości kilka rzędów mniejszej niż tradycyjne urządzenia, zużywając przy tym wielokrotnie mniej odczynników. Urządzenia takie to często złożone laboratoria optoelektroniczne zbudowane na powierzchni rzędu 1cm^2 , stąd powszechnie przyjęta już dla nich anglojęzyczna nazwa Lab-on-Chip (LOC). Takie miniaturowe systemy analityczne mogą zostać łatwo zautomatyzowane, przez co koszt jednostkowy przeprowadzanej analizy biologicznej także ulega wielokrotnemu zmniejszeniu. Obok miniaturowych systemów analitycznych układy typu Lab-on-Chip zaczynają być również stosowane do przeprowadzania procesów syntezy chemicznej. Miniaturowe laboratoria zastępują klasyczne reaktory chemiczne, które są z powodzeniem miniaturyzowane i przybierają postać niewielkich, kompaktowych i często w pełni przenośnych urządzeń [3]. Małe objętości reagentów obniżają koszty i podwyższają bezpieczeństwo przeprowadzanego procesu, gdy w reakcji chemicznej używane są wybuchowe, szkodliwe czy w inny sposób niebezpieczne substancje [4]. Przykładem tutaj może być projekt fabryki materiałów wybuchowych (np. TNT - trotyl), w której przeprowadzana jest silnie egzotermiczna reakcja nitrowania węglowodorów, budowanej na bazie tysięcy indywidualnych systemów LOC [5]. Rozwój mikroinżynierii i mikromechaniki płynów umożliwił również opracowanie nowoczesnych systemów podawania leków, polegających na zamknięciu całego układu przygotowania i dozowania leku w niewielkim implancie wszczepionym na czas terapii w ciało pacjenta [6].

Zagadnienia mikroprzepływowe są istotne również w naukach technicznych i zastosowaniach przemysłowych. Szybki rozwój informatyki i elektroniki wymaga coraz to wydajniejszych i bardziej zmminiaturyzowanych układów chłodzenia procesorów, które z każdym rokiem stają się jeszcze mniejsze i szybsze, wydzielając coraz więcej ciepła w przeliczeniu na jednostkę powierzchni jaką zajmują.

Prawidłowe zaprojektowanie układów mikroprzepływowych oraz ewentualna optymalizacja ich pracy wymagają dogłębnego poznania zjawisk w skali mikro oraz praw nimi rządzących, gdyż prawa te często odbiegają od reguł znanych ze skali makro. Duży, niespotykany w skali makro, stosunek pola powierzchni ścianek takich układów do objętości przepływającego nimi płynu może powodować wzrost wpływu ścianek i warstwy przyściennej na strukturę przepływu. Dodatkowo w układach mikroprzepływowych istotną

rolę odgrywa względna chropowatość ścianek. Powierzchnia o niewielkiej chropowatości, która w skali makro mogłaby być traktowana jako gładka, po odniesieniu rozmiaru nierówności powierzchni do wymiarów kanału, daje bardzo dużą chropowatość względną, która w istotnym stopniu może modyfikować przepływ. Zwiększony wpływ ścianek oraz ich duża chropowatość względna może wpływać również na wartość liczby Reynoldsa, przy której następuje przejście z ruchu laminarnego do turbulentnego, a tym samym skokowej zmianie ulegają parametry pracy określające efektywność mieszania, wymiany ciepła czy masy, czyli zjawisk o znaczeniu podstawowym w układach *Lab-on-Chip* [7].

Z uwagi na wymienione cechy układów mikroprzepływowych, większość prac mających na celu modelowanie procesów fizycznych, mechanicznych czy termicznych, zachodzących w przestrzeni, gdzie wymiar charakterystyczny mierzony jest w mikrometrach, opiera się na badaniach empirycznych. Brak jest dotychczas jednoznacznej i bezdyskusyjnej odpowiedzi na pytanie, jaka jest granica stosowalności kryteriów opisujących ruch płynów w skali mikro. Badania eksperymentalne pozwalają zatem na poznanie natury zachodzących zjawisk, dając jednocześnie materiał, który może posłużyć do weryfikacji wyników modelowania numerycznego [8] czy przewidywań teoretycznych.

Dotychczasowe badania zjawisk przepływowych w skali mikro, pomimo że trwają już niemal dwadzieścia lat, nie dały jednoznacznej odpowiedzi na pytanie, czy „w skali mikro wszystko jest inne, niż w skali makro, czy tylko może mniejsze?” [9]. Pytanie to nabiera obecnie szczególnego znaczenia, gdyż postęp w technologii produkcji zminiaturyzowanych układów umożliwił łatwą i niedrogą produkcję mikrowymienników ciepła, mikroreaktorów chemicznych czy też innych zminiaturyzowanych układów typu *Lab-on-Chip*, przyczyniając się do ich coraz większego upowszechnienia w praktyce. Ze względu na zjawiska zachodzące w układach mikroprzepływowych szczególnie pożądane są wnikliwe analizy nad wpływem miniaturyzacji na procesy mieszania i wymiany ciepła, które są podstawowymi procesami zachodzącymi w tego typu układach. Układy mikroprzepływowe charakteryzują się dużym stosunkiem powierzchni do objętości, zapewniając tym samym transfer dużych strumieni ciepła oraz dużą powierzchnię katalityczną reakcji chemicznych, przeprowadzanych w takich układach. Projektowanie i optymalizacja układów mikroprzepływowych wymaga często precyzyjnego wyznaczenia granicy przejścia laminarno-turbulentnego, gdyż wraz z przejściem z przepływu laminarnego do burzliwego następuje drastyczna zmiana intensywności mieszania substratów chemicznych czy możliwego do przekazania strumienia ciepła.

Do dzisiejszego dnia opublikowanych zostało wiele opracowań poświęconych zagadnieniom mikroprzepływowym. W szeregu prac podejmowano się analizy mającej na celu oszacowanie granicy przejścia laminarno-turbulentnego oraz zmian wartości współczynnika oporów hydraulicznych. Równie ważne było wyznaczenie parametrów mających wpływ na przejście laminarno-turbulentne. Znaleźć można prace, które donoszą, że w skali mikro przejście z ruchu laminarnego do turbulentnego następuje przy liczbach Reynoldsa znacznie mniejszych niż w skali makro. Inne prace zawierają natomiast wprost przeciwne wnioski – że

w układach mikroprzepływowych granica przejścia laminarno-turbulentnego przesunięta jest w kierunku wyższych liczb Reynoldsa. Jest również szereg prac, w których wykazane zostało, że brak jest wyraźnych różnic pomiędzy zjawiskami przepływowymi w skali mikro i makro. Opisywane badania skoncentrowane były na wyznaczeniu parametrów, które mogą wpływać na analizowane zjawiska. Najczęściej rozpatrywano tutaj wpływ geometrii kanału, tj. kształtu przekroju poprzecznego oraz jego długości i stosunku wysokości do szerokości. Ważnymi parametrami były też: chropowatość ścianek kanału, ukształtowanie wlotu kanału oraz rodzaj i właściwości płynu (gaz – ciecz, płyn newtonowski – płyn nienewtonowski, wartość lepkości i współczynnika przewodzenia ciepła). Rozpatrywano również wpływ materiału, z którego wykonany jest układ mikroprzepływowy, jako parametru współdecydującego o wystąpieniu zjawiska poślizgu płynu na ściance kanału.

Badania przejścia laminarno-turbulentnego w układach mikroprzepływowych, które można znaleźć w literaturze, poświęcone były analizie zjawisk przepływowych w kanałach o długości kilkadziesiąt czy kilkaset razy większej od ich średnicy hydraulicznej. Przy typowych rozpatrywanych średnicach wynoszących od 50 μm do 500 μm , długość takich kanałów na ogół wynosiła kilkanaście czy kilkadziesiąt milimetrów. Przepływ przez takie układy charakteryzował się bardzo dużymi oporami hydraulicznymi, dającymi spadek ciśnienia nawet do kilkudziesięciu barów. Z tego powodu większość przeprowadzonych prac miała raczej charakter poznawczy, gdyż trudno jest zaprojektować przemysłowy mikroukład pracujący z tak wysokimi ciśnieniami. Jednym ze sposobów obniżenia stosowanych ciśnień jest budowanie układów o jak najkrótszych kanałach i możliwie dużej szerokości przekroju poprzecznego, przy zachowaniu mikrometrowej skali wysokości. Z uwagi na duże znaczenie aplikacyjne, badania zjawisk przepływowych w takich specyficznych mikroukładach są zatem bardzo pożądane szczególnie, że brak jest w literaturze jakichkolwiek doniesień o pracach poświęconych takim układom.

1.1. Turbulencja

Zjawiska fizyczne zachodzące w otaczającym nas świecie niemal od zawsze intrygowały ludzi, a szczególnie myślicieli i filozofów, którzy od wieków próbowali zrozumieć, opisać i wyjaśnić procesy, które zachodziły w przyrodzie. Od samego początku szczególne miejsce wśród tych procesów, z uwagi na swą niezwykle złożoną i przez to tak ciekawą naturę, zajmowały problemy związane z przepływami cieczy i gazów. Już w starożytności Arystoteles podjął próbę opisu zjawisk zachodzących w atmosferze ziemskiej (*Meteorologica*), a renesansowe ryciny Leonarda da Vinci są dowodem na jego fascynację i zainteresowanie złożonością płynącej burzliwie wody (rys. 1.1). Podsumowując swoje obserwacje da Vinci napisał: *"Observe the motion of the surface of the water, which resembles that of hair, which has two motions, of which one is caused by the weight of hair, the other by the direction of the curls; thus the water has eddying motions, one part of which is due to the principal current, the other to random and reverse motion"* [10].



Rys. 1.1. Leonardo da Vinci: studia starca nad burzliwie płynącą wodą [11]

Rozwój matematyki i powstanie dynamiki Newtona umożliwiły podjęcie prób analitycznego opisu zjawisk przepływowych. Zastosowanie przybliżenia continuum i rozważania nad wzajemnym oddziaływaniem infinitezymalnych elementów płynu doprowadziły do podania równania Naviera-Stokesa:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F}. \quad (1.1)$$

Równanie to, uzupełnione równaniem ciągłości i odpowiednimi warunkami brzegowymi, daje zamknięty układ równań, czyli układ, w którym mamy taką samą liczbę równań i niewiadomych. Nie oznacza to jednak, że układ ten może zostać analitycznie rozwiązany dla dowolnego przepływu. Istnienie i jednoznaczność rozwiązania została udowodniona jedynie dla zagadnień dwuwymiarowych [12], a dowód na istnienie rozwiązania w trzech wymiarach do dziś nie jest znany. Bazując na dowodzie przedstawionym w 1971 roku przez Ruelle i Takens'a [13], zagadnienie to można jednak rozwiązać numerycznie, a pojawiające się wskutek bifurkacji Hopfa rozwiązanie chaotyczne opisuje proces przejścia laminarno-turbulentnego. Takie rozwiązania równań Naviera-Stokesa uzyskuje się obecnie przy pomocy metody *DNS* (ang. Direct Numerical Simulation), dającej jako wynik pełne, chwilowe, trójwymiarowe pole prędkości analizowanego przepływu. Symulowanie przepływów turbulentnych metodą *DNS* wymaga jednak stosowania potężnych mocy obliczeniowych i dla problemów praktycznych nadal poszukuje się metod przybliżonych.

Znaczącym krokiem w rozwoju mechaniki płynów było opisanie przez Osborne'a Reynoldsa warunków, przy których przepływ laminarny ulega zaburzeniu i przekształca się w ruch turbulentny. Na podstawie eksperymentów polegających na wizualizacji przepływu

wody w kanale, przeprowadzonych w drugiej połowie XIX wieku, zdefiniował on bezwymiarową liczbę kryterialną, nazwaną później od jego nazwiska liczbą Reynoldsa, pozwalającą oszacować granicę stateczności przepływów [14]. Liczba ta jest stosunkiem efektów bezwładnościowych i dyssypatywnych (lepkościowych) w poruszającym się płynie i może być zapisana jako [14, 15]:

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \equiv \frac{UL}{\nu}, \quad (1.2)$$

gdzie U i L są odpowiednio charakterystycznymi skalami prędkości i długości, μ i ν odpowiednio lepkością dynamiczną i kinematyczną płynu, a ρ jego gęstością. Reynolds zaproponował też statystyczną metodę rozwiązywania równań ruchu [16]. Zainspirowany pracami Joule'a, potraktował turbulентne wiry analogicznie jak traktuje się molekuly w termodynamice statystycznej. Przy opisie przepływów turbulentnych, z uwagi na ich chaotyczną naturę, zazwyczaj nie jest poszukiwane ścisłe chwilowe rozwiązanie, dające chwilowe pole prędkości czy też wyznaczające trajektorię pojedynczego elementu płynu, podobnie jak w termodynamice statystycznej nie jest poszukiwane dokładne położenie konkretnej pojedynczej cząstki gazu. Większe znaczenie mają tutaj uśrednione wielkości charakteryzujące przepływ, podobnie jak w termodynamice istotne są wielkości makroskopowe. Reynolds wprowadził do opisu formalny podział na część średnią przepływu i jego fluktuacje (tzw. dekompozycja Reynoldsa). Spowodowało to pojawienie się w równaniach ruchu dodatkowych naprężeń, nazwanych później naprężeniami Reynoldsa. Rozwiązanie tak zmodyfikowanych równań ruchu możliwe jest jednak dopiero po dokonaniu dodatkowych założeń definiujących te naprężenia (tzw. problem domknięcia układu równań).

Z fenomenologicznego punktu widzenia istotną cechą przepływów turbulentnych jest występowanie struktur wirowych o różnych wielkościach. W pełni rozwiniętym przepływie turbulentnym istnieje szeroki zakres skal przestrzennych, z czego skale duże są zazwyczaj związane z wymiarem obszaru czy podstawowej struktury przepływu i unoszą większość energii, przez co są odpowiedzialne za transport pędu, ciepła i masy. Skale małe natomiast zawierają głównie przedział dyssypatywny. Źródłem energii turbulencji jest energia przepływu głównego, która jest przekazywana największym wirom w tzw. procesie „pompowania” energii turbulencji. Największe struktury wirowe, wskutek oddziaływań inercyjnych, rozpadają się na mniejsze wiry, które również mogą dalej się rozpadać, tworząc kolejne generacje coraz to mniejszych wirów. Jest to mechanizm przekazywania energii, który prowadzi do powstania tzw. kaskady energii Richardsona, w której energia kinetyczna jest przekazywana z większych skal do mniejszych wyłącznie wskutek bezwładnościowego rozpadu struktur wirowych. W rzeczywistych przepływach, wraz ze zmniejszaniem się skali kolejnych generacji wirów, maleje stosunek oddziaływań inercyjnych do lepkościowych. Inercyjna kaskada energii kończy się na skalach, w których następuje lepka dyssypacja energii kinetycznej. Spektrum skal turbulencji zwyczajowo dzieli się na trzy główne części: *skalę integralną*, w której następuje pompowanie energii turbulencji, *przedział inercyjny*, w którym

zachodzi bezwładnościowa kaskada energii oraz *przedział dyssypacyjny*, w którym rozpraszana jest energia kinetyczna przepływu. W pełni rozwiniętej i ustalonej turbulencji (stacjonarnej w sensie statystycznym) współczynnik dyssypacji lepkiej ε jest równy uśrednionemu strumieniowi energii kinetycznej, która jest pompowana w ruch turbulentny. Jest on również równy strumieniowi energii kinetycznej, przekazywanej w kaskadzie energii.

Rozkład energii kinetycznej turbulencji w przestrzeni skal opisuje teoria Kołmogorowa [17, 18], która oparta jest na dwóch założeniach. Pierwsze z nich przyjmuje, że dla małych wartości lepkości kinematycznej płynu ν , średni współczynnik dyssypacji lepkiej ε jest niezależny od lepkości. Drugie założenie, zwane lokalną izotropią, mówi o tym, że drobnoskalowa turbulencja, dla dostatecznie dużych liczb Reynoldsa, jest statystycznie niezależna od dużych skal oraz jest homogeniczna, izotropowa i ustalona (tzn. jest statystycznie niezależna od przemieszczeń, obrotów i odbić układu współrzędnych). Teoria Kołmogorowa głosi, że statystyczne własności najmniejszych skal są określone tylko przez dwa parametry: lepkość ν i średni współczynnik dyssypacji lepkiej ε , a dla dużych liczb Reynoldsa własności statystyczne w skali bezwładnościowej są określone jedynie przez ε . Dodatkowo, na podstawie analizy wymiarowej, Kołmogorow pokazał, że funkcja gęstości prawdopodobieństwa unormowanych różnic prędkości $\Delta u_r / (r^{1/3} \varepsilon^{1/3})$ (gdzie $\Delta u_r = u(x+r) - u(x)$, u jest składową prędkości wzdłuż kierunku x , a r odległością mierzoną wzdłuż x) powinna być uniwersalna, niezależna od przepływu, odległości r i liczby Reynoldsa. Powyższa zależność może też być wyrażona przez tak zwane wzdłużne funkcje struktury [17]:

$$\langle \Delta u_r^n \rangle = C_n r^{n/3} \varepsilon^{n/3}, \quad (1.3)$$

gdzie n jest liczbą naturalną, a C_n stałą uniwersalną. Podobnie można zdefiniować poprzeczne funkcje struktury (z odległością separacji r prostopadłą do kierunku składowej prędkości).

Funkcje struktury odgrywają istotną rolę w analizie przepływów turbulentnych, określając statystyczną współzależność składowych fluktuacji prędkości, mierzonych w różnych punktach przepływu. Funkcje struktury drugiego rzędu opisują średnie z kwadratu różnicy prędkości w dwóch punktach oddalonych o pewien wektor, w zależności od długości tego wektora. Dla danej składowej pola prędkości można zdefiniować wzdłużne i poprzeczne funkcje struktury. Gdy wektor separujący jest równoległy do rozpatrywanej składowej pola prędkości, mówimy o wzdłużnej funkcji struktury, a gdy jest prostopadły – o poprzecznej funkcji struktury. Definicja wzdłużnych funkcji struktury, odpowiednio dla składowych prędkości u_x i u_z , z długością separacji l , może być zapisana jako:

$$\begin{aligned} S_x^{\parallel}(l) &= \langle [u_x(x+l, z) - u_x(x, z)]^2 \rangle, \\ S_z^{\parallel}(l) &= \langle [u_z(x, z+l) - u_z(x, z)]^2 \rangle. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Podobnie zdefiniowane mogą być poprzeczne funkcje struktury (dla tych samych składowych prędkości i tej samej długości separacji):

$$\begin{aligned} S_x^\perp(l) &= \langle [u_x(x, z+l) - u_x(x, z)]^2 \rangle, \\ S_z^\perp(l) &= \langle [u_z(x+l, z) - u_z(x, z)]^2 \rangle. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Zakładając, że właściwości przepływu w małych skalach zależą jedynie od lepkości płynu i współczynnika dyssypacji, Kołmogorow posługując się analizą wymiarową, znalazł charakterystyczne skale dla najmniejszych struktur turbulentnego pola prędkości:

- skalę długości:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (1.6)$$

- skalę czasu:

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad (1.7)$$

- skalę prędkości:

$$v = \frac{\eta}{\tau} (\nu \varepsilon)^{1/4}. \quad (1.8)$$

Liczba Reynoldsa dla tych skal jest równa jedności:

$$Re_\eta = \frac{v\eta}{\nu} = \frac{\nu^{1/4} \varepsilon^{1/4} \nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4} \nu} = 1. \quad (1.9)$$

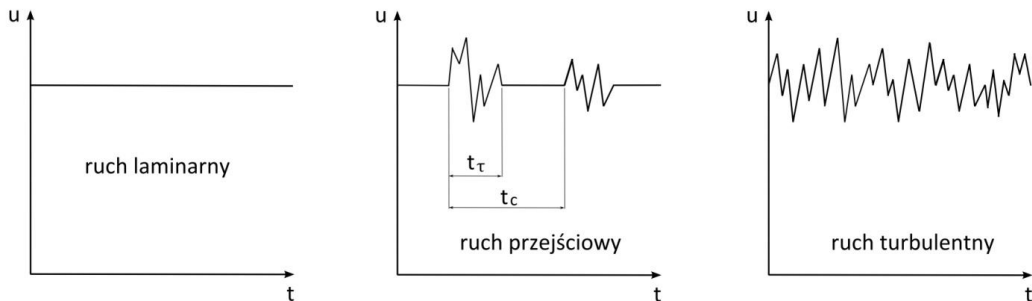
Oznacza to, że dla wirów o rozmiarach porównywalnych ze skalą Kołmogorowa, siły inercyjne są tego samego rzędu co siły lepkościowe.

Należy jeszcze podkreślić, że teoria Kołmogorowa jest fenomenologiczna. Nie wynika ona z równań Naviera-Stokesa, ale oparta była na obserwacji rzeczywistych przepływów. Powiązanie tej teorii z prawami dynamiki wciąż stanowi duże wyzwanie dla współczesnej mechaniki.

Pomiędzy ruchem laminarnym a całkowicie turbulentnym występuje ruch przejściowy, nazywany też jako intermitentny, określony współczynnikiem intermitencji:

$$\psi = \frac{t_\tau}{t_c}, \quad (1.10)$$

gdzie t_τ jest czasem, w którym przepływ wykazuje charakter burzliwy, a t_c całkowitym czasem (rys. 1.2). Jeśli współczynnik intermitencji $\psi = 0$, to ruch jest zupełnie laminarny, natomiast w pełni rozwiniętemu ruchowi turbulentnemu odpowiada $\psi = 1$. Dla wartości pośrednich $0 < \psi < 1$, ruch ma charakter przejściowy.



Rys. 1.2. Zależność prędkości u od czasu t dla ruchu laminarnego, przejściowego i turbulentnego

Innym parametrem charakteryzującym ruch turbulentny jest intensywność turbulencji I określona na podstawie wartości średniej prędkości $\langle \vec{u} \rangle$:

$$\langle \vec{u} \rangle = \frac{1}{T} \int_{t-(T/2)}^{t+(T/2)} \vec{u} dt, \quad (1.11)$$

gdzie T jest okresem uśredniania. Wektor prędkości ruchu turbulentnego można wówczas zapisać jako:

$$\vec{u} = \langle \vec{u} \rangle + \vec{u}', \quad (1.12)$$

gdzie \vec{u}' jest fluktuacją prędkości w stosunku do ruchu średniego. Dla poszczególnych składowych relację (1.12) można zapisać następująco:

$$u_x = \langle u_x \rangle + u'_x, \quad u_y = \langle u_y \rangle + u'_y, \quad u_z = \langle u_z \rangle + u'_z. \quad (1.13)$$

Intensywność turbulencji może być wtedy zdefiniowana jako:

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left(\langle (u'_x)^2 \rangle + \langle (u'_y)^2 \rangle + \langle (u'_z)^2 \rangle \right)}}{|\langle \vec{u} \rangle|}, \quad (1.14)$$

gdzie $\langle \quad \rangle$ oznacza wartość średnią. Jeżeli $\langle (u'_x)^2 \rangle = \langle (u'_y)^2 \rangle = \langle (u'_z)^2 \rangle$, to taką turbulencję nazywamy izotropową.

1.2. Struktura przepływu i przejście laminarno-turbulentne w układach mikroprzepływowych

Jak już zostało wspomniane, pytanie o granicę przejścia laminarno-turbulentnego w skali mikro nadal wzbudza dyskusje, a odpowiedź na nie jeszcze nie jest jednoznaczna [19]. Nie są też jasno wyznaczone parametry, które mogą wpływać na granicę tego przejścia. Pierwsze prace poświęcone zagadnieniom mikroprzepływowym donosiły, że granica przejścia laminarno-turbulentnego w mikrokanałach ma miejsce przy liczbach Reynoldsa znacznie niższych niż w skali makro. Peng i Peterson [20, 21] na podstawie pomiarów spadku ciśnienia i odbieranego strumienia ciepła stwierdzili, że dla przepływu wody przez prostokątne kanały o średnicach hydraulicznych od $133\mu\text{m}$ do $367\mu\text{m}$ i długości do kilkudziesięciu milimetrów, przejście do turbulencji następuje przy liczbach Reynoldsa z zakresu $700 < Re < 1500$, przy czym ta krytyczna liczba Reynoldsa monotonicznie maleje wraz ze zmniejszaniem średnicy hydraulicznej kanału. Podobne badania kontynuowali Mala i Li [22], którzy rozważali przepływ wody przez kapilary o średnicach od $50\mu\text{m}$ do $254\mu\text{m}$ wykonane ze stopionej krzemionki lub stali nierdzewnej, chcąc w ten sposób sprawdzić jakie są różnice w przepływie przez kanały o ściankach hydrofilowych i hydrofobowych. Analizując zmierzone wydatki płynącej przez kapilarę wody i odpowiadające im wartości oporów hydraulicznych, wyznaczyli charakterystyki przepływu, które w wielu przypadkach w znacznym stopniu odbiegały od charakterystyk wyznaczonych teoretycznie. Szczególnie duże różnice zaobserwowali dla przepływów z większymi liczbami Reynoldsa przez kapilary o najmniejszych średnicach. Jednak wraz ze wzrostem średnicy kanału lub spadkiem liczby Reynoldsa, zmierzone wartości spadku ciśnienia coraz bardziej stawały się zbliżone do wartości wyznaczonych teoretycznie dla przepływu Poiseuille'a. Autorzy oszacowali, że w rozpatrywanych mikrokanałach przejście do turbulencji rozpoczyna się przy liczbach Reynoldsa z zakresu $300 < Re < 900$, a przepływ w pełni turbulentny rozwija się przy $1000 < Re < 1500$. Mala i Li zaobserwowali również, że przy zachowaniu takiego samego wydatku wody, takiej samej średnicy kapilary oraz podobnej chropowatości powierzchni wewnętrznej, opory hydrauliczne w kanale wykonanym z krzemionki były większe niż w kanale ze stali nierdzewnej. Świadczy to o większych oporach przepływu przez kanały wykonane z materiału hydrofilowego niż hydrofobowego, co zgodne jest przewidywaniami teoretycznymi również w skali makro.

Bardzo ważnym parametrem wpływającym zarówno na opory hydrauliczne, jak i na granicę przejścia laminarno turbulentnego, jest względna chropowatość ścianek kanału, czyli średnia chropowatość powierzchni unormowana przez rozmiar kanału [23]. W zakresie przepływów laminarnych chropowatość ta ma niewielki wpływ na opory przepływu. Jednak po przejściu do przepływu turbulentnego opory w kanałach o chropowatych ściankach znacząco wzrastają wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa [24]. Chropowatość względna powoduje również znaczne przesunięcie przejścia laminarno-turbulentnego w kierunku niższych liczb Reynoldsa. Przy dużej chropowatości, sięgającej 11%, w kanale o średnicy hydraulicznej $684\mu\text{m}$ turbulizacja przepływu rozpoczyna się według Kandlikara [25, 26] już przy liczbie Reynoldsa równej 800.

Wnioski zawarte w omawianych pracach oparte były jednak jedynie o wyniki pomiarów parametrów wtórnych związanych ze zmianą charakteru przepływu z laminarnego na turbulentny. Najczęściej mierzono spadek ciśnienia w przepływie przez taki mikrokanal albo strumień ciepła odbierany przez płyn od ścianek. Po porównaniu otrzymanych wyników z wartościami teoretycznymi, wyliczonymi dla przepływu laminarnego, stwierdzano przy jakich wartościach liczby Reynoldsa rozpoczynają się rozbieżności wielkości zmierzonych i wyliczonych. W ten sposób, na podstawie zmierzonych wartości spadku ciśnienia czy strumienia ciepła, szacowano granicę przejścia laminarno-turbulentnego, przy czym nie otrzymywano tutaj informacji o strukturze przepływu. Pomiaru te mogły być obarczone dużymi błędami, gdyż mierzony spadek ciśnienia nie był spadkiem jedynie w mikrokanale, ale sumą spadków w mikrokanale i układzie doprowadzającym i odprowadzającym płyn. Wskutek tego wyniki i wnioski opisywane w tych pierwszych opublikowanych pracach nie są dostatecznie wiarygodne i pewne.

Dokładne pomiary turbulentnej struktury przepływu w mikrokanalach możliwe były dopiero po opracowaniu technik eksperymentalnych pozwalających na rejestrację prędkości przepływu rzędu kilkunastu czy nawet kilkudziesięciu metrów na sekundę w kanałach o mikrometrowych rozmiarach. Najczęściej używaną techniką, pozwalającą na pomiar pełnych chwilowych pól prędkości w skali mikro jest μ PIV (ang. micro Particle Image Velocimetry) [27]. Jedną z pierwszych prac poświęconą analizie turbulencji w mikrokanalach i wykorzystującą technikę μ PIV, opublikowana została w 2005 roku przez Li, Ewoldt'a i Olsena [28]. Na podstawie pomiarów chwilowych pól prędkości wody przepływającej przez mikrokanal o długości 50mm i wymiarach przekroju poprzecznego $320\mu\text{m} \times 330\mu\text{m}$ wykonany z PDMS (polydimethylsiloxane) autorzy wyznaczyli granicę przejścia laminarno turbulentnego jako $Re_{kr} = 1535$ [28, 29]. Wartość ta jest ciągle mniejsza od wartości znanych z pomiarów makroskalowych czy też przewidywań teoretycznych, ale różnica jest już znacznie mniejsza niż dla wartości przytaczanych we wcześniejszych publikacjach, opartych na pomiarach spadku ciśnienia w mikrokanale.

Najnowsze opublikowane badania pokazują, że dla mikrokanalów o przekrojach kołowych i kwadratowych, albo o innych kształtach przekroju poprzecznego, ale stosunku wysokości i szerokości zbliżonym do jedności, przejście z ruchu laminarnego do turbulentnego następuje przy liczbach Reynoldsa zbliżonych do zaobserwowanych w skali makro [30, 31, 32, 33, 34, 35]. Nie zaobserwowano również różnic w strukturze przepływu pomiędzy skalą mikro i makro. Sharp i Adrian [30] przeprowadzili ponad 1500 pomiarów przepływu cieczy w szklanych kapilarach o średnicach od $50\mu\text{m}$ do $247\mu\text{m}$. Podczas tych eksperymentów rejestrowali spadek ciśnienia w badanym mikrokanale oraz wyznaczali, na podstawie pomiarów metodą μ PIV, pole prędkości średniej i fluktuacje prędkości. W zakresie laminarnym ani razu nie zaobserwowali odstępstw od wartości wyznaczonych teoretycznie dla przepływu Poiseuille'a. Również wyznaczona granica przejścia laminarno-turbulentnego ani razu nie wykazała odstępstw od wartości znanych ze skali makro, mieszcząc się w granicach $1800 < Re < 2300$. Podobne wnioski sformułował Celata [31], stwierdzając na podstawie pomiarów przepływu wody w kanałach o średnicach od $70\mu\text{m}$ do $326\mu\text{m}$,

słuszność równania Poiseuille'a również w mikroskali. Także nie stwierdził on mierzalnego efektu poślizgu na ścianie kanału, nawet dla kapilar o średnicy $70\mu\text{m}$ i hydrofobowej powierzchni. Podobne wyniki otrzymali Rands, Webb i Maynes [33] nawet w kapilarach o średnicy $16.6\mu\text{m}$. W zakresie laminarnym nie stwierdzili oni różnic pomiędzy otrzymanymi wynikami eksperymentalnymi i teoretycznymi, wyliczonymi przy użyciu równania Poiseuille'a, a granicę przejścia laminarno-turbulentnego zaobserwowali dla liczb Reynoldsa z zakresu $2100 < Re < 2500$.

W jednej z najnowszych publikacji Wibel i Ehrhard [34] zamieścili wyniki szczegółowych i precyzyjnych pomiarów struktury pola prędkości dla przepływu wody przez kanały o średnicy hydraulicznej równej $133\mu\text{m}$, przy czym pomiary te wykonane były dla kanałów o różnym stosunku wysokości do szerokości (1:1, 1:2 i 1:5). Głównym wnioskiem przedstawionych prac było stwierdzenie zgodności pomiędzy strukturą przepływu w skali mikro i makro oraz, że dla kanału o przekroju kwadratowym przejście do turbulencji następuje przy liczbach Reynoldsa z zakresu $1900 < Re < 2200$. Wraz ze wzrostem stosunku szerokości do wysokości kanału następuje przesunięcie granicy przejścia laminarno-turbulentnego w kierunku wyższych liczb Reynoldsa i wzrost szerokości przedziału intermitentnego. Dla przekroju kanału o stosunku 1:2 przejście to ma miejsce dla liczb Reynoldsa równych $1950 < Re < 2700$, a dla stosunku 1:5 - $2300 < Re < 3400$.

Podsumowując, najnowsze publikacje, w odróżnieniu od wcześniejszych, wskazują na dobrą zgodność wyników pomiarów zmian struktury pola prędkości przepływu przez kapilary o średnicy nawet $16.6\mu\text{m}$ z przewidywaniami teoretycznymi i rezultatami pomiarów przejścia laminarno-turbulentnego w skali makro. Nie potwierdzono również postulowanego w pierwszych publikacjach przesunięcia granicy przejścia laminarno-turbulentnego w kierunku niższych liczb Reynoldsa. Wszystkie prace poświęcone były jednak analizie przepływów mikroskalowych w kanałach o znacznych długościach, kilkadziesiąt czy kilkaset razy większych od ich średnicy hydraulicznej. Miało to zapewnić pełne rozwinięcie badanego przepływu. Jednak wprowadzało to jednocześnie bardzo duże opory przepływu przez taki układ, wymagające w celu wymuszenia przepływu nawet kilkudziesięciu barowej różnicy ciśnień pomiędzy wlotem i wylotem kanału. Z tego względu przytoczone prace mają raczej charakter poznawczy, mający na celu wyjaśnienie zjawisk przepływowych w skali mikro. W aplikacjach praktycznych wprowadzanie tak dużych ciśnień w mikroskali jest trudne i kłopotliwe. Duże prędkości przepływu mogą być wymuszone jedynie w układach mikroprzepływowych o stosunkowo niewielkiej długości. W dostępnej literaturze brak jest jednak prac poświęconych analizie struktury przepływu w mikrokanalach o długościach porównywalnych z ich wymiarami poprzecznymi. Temu zagadnieniu poświęcona jest niniejsza praca.

2. Metody analizy eksperymentalnej

2.1. Klasyczna (makroskalowa) anemometria obrazowa

Anemometria obrazowa, zwana w skrócie PIV (ang. Particle Image Velocimetry), jest metodą pomiaru chwilowego pełnego pola prędkości poruszającego się płynu [36], a jej głównymi zaletami są bezinwazyjność oraz brak teoretycznych ograniczeń co do charakteru badanego przepływu. Wymagany jest jedynie optyczny dostęp do interesującego nas poruszającego się płynu, który musi być przezroczysty. Możliwe są tu pomiary przepływów laminarnych charakteryzujących się niewielką prędkością, jak też przepływów burzliwych o znacznych prędkościach. Zakres pomiarowy limitowany jest głównie posiadaną aparaturą, umożliwiającą rejestrację obrazów dostatecznie wysokiej jakości, a w przypadku przepływów z dużymi prędkościami, dodatkowo z odpowiednio dużą częstotliwością. Pomiar polega na zarejestrowaniu w znanych odstępach czasowych sekwencji obrazów cząstek znacznikowych dodanych do przepływającego czynnika oraz późniejszym wyznaczeniu przemieszczeń tych cząstek, a tym samym prędkości unoszącego je płynu. Ważne jest, aby cząstki znacznikowe, zwane posiewem, były odpowiednio dobrane w zależności od analizowanego przepływu. Głównym kryterium ich doboru jest konieczność spełnienia warunku, że ruch cząstek musi być tożsamy z ruchem unoszącego je płynu. Aby spełnić ten wymóg i wyeliminować wpływ grawitacji oraz czynników inercyjnych, ich rozmiar powinien być dostatecznie mały, a gęstość jak najbardziej zbliżona do gęstości płynącego medium. Różnice tych gęstości, szczególnie w przypadku przepływów niestacjonarnych, powodować będą, że prędkości płynu i cząstek znacznikowych będą różne. Dla cząstek kulistych różnica ta wynosi [37]:

$$u_p - u_f = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho_f)}{18\mu} \frac{du_p}{dt}, \quad (2.1)$$

gdzie u_p i u_f są odpowiednio prędkością cząstek znacznikowych i prędkością płynu, ρ_p i ρ_f – gęstością cząstek i gęstością płynu, d_p – średnicą cząstek, a μ – lepkością dynamiczną płynu. Warunek o równości gęstości cząstek i płynu jest łatwy do spełnienia w przypadku pomiarów prędkości w cieczach. Dla gazów natomiast warunek ten spełnić jest bardzo trudno – stosunek ρ_p/ρ_f tutaj na ogół jest rzędu tysiąca. Aby zminimalizować wpływ grawitacji i czynników inercyjnych dąży się do używania bardzo małych cząstek, o średnicach z zakresu $0.5\mu m < d_p < 5\mu m$. W przepływie niestacjonarnym, szczególnie z dużymi prędkościami, niemożliwe jest jednak całkowite wyeliminowanie różnicy prędkości cząstek i unoszącego je płynu. Czas relaksacji, po którym cząstki znacznikowe osiągają prędkość medium płynącego ze skokowo zmienną prędkością, zdefiniowany jest jako:

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}. \quad (2.2)$$

Cząstki posiewu muszą być tak dobrane, aby podany czas relaksacji był krótszy od najmniejszych skal czasowych analizowanego przepływu.

Zgodność prędkości cząstek znacznikowych i rzeczywistej prędkości unoszącego je płynu, co jest szczególnie ważne w analizie szybkozmiennych przepływów turbulentnych, określa liczba Stokesa cząstek S_K , zdefiniowana jako [37]:

$$S_K = \frac{\tau}{\tau_f}, \quad (2.3)$$

gdzie τ_f jest charakterystyczną skalą czasową analizowanego przepływu. W praktyce przyjmuje się, że dla $S_K < 0.1$ cząstki znacznikowe odwzorowują strukturę przepływu z dokładnością większą niż 99% [37].

Przy przeprowadzaniu pomiarów techniką PIV należy również pamiętać, że nawet w przepływach laminarnych, zgodnych z prawem Poiseuille'a, prędkość cząstek znacznikowych nie jest dokładnie równa prędkości unoszącego je płynu, ale od niej mniejsza. Wielkość tego „poślizgu” (ang. slip velocity) zależy od względnego wymiaru cząstki i w przybliżeniu wynosi [38]:

$$u_s = \frac{1}{2} u_m \left(\frac{d_p}{H} \right)^2, \quad (2.4)$$

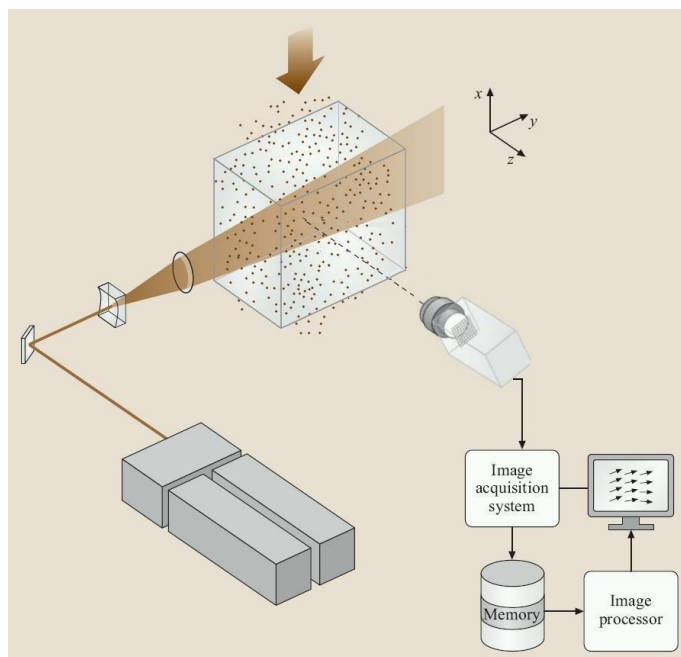
gdzie u_m jest średnią prędkością przepływu, a H wysokością kanału. Przy założeniu, że wartość tego poślizgu może wynosić maksymalnie 1% prędkości średniej przepływu, otrzymujemy, że cząstki mogą mieć średnicę do 14% wysokości kanału. W praktyce warunek ten jest zawsze spełniony, gdyż wcześniej wymienione wymagania narzucają konieczność użycia cząstek o znacznie mniejszych średnicach.

Należy także pamiętać, że cząstki znacznikowe mogą błędnie odwzorowywać strukturę przepływu w bezpośrednim sąsiedztwie ścianek kanału. Dostępne w literaturze badania podają, że cząstka unoszona przez przepływ osiąga prędkość równą 99% prędkości tego przepływu w odległości około 2 średnic tej cząstki od ścianki kanału [39].

Cząstki znacznikowe, oprócz spełniania wyżej wymienionych warunków, muszą również w dostatecznym stopniu rozpraszać światło, którym oświetlony jest przepływ, tzn. współczynniki załamania światła materiału cząstek i unoszącego je płynu muszą być w dostatecznym stopniu różne. Dodatkowo koncentracja posiewu nie powinna być zbyt duża, aby jego obecność nie modyfikowała struktury badanego przepływu oraz nie zmieniała parametrów mechanicznych, chemicznych i termodynamicznych układu. Cząstki posiewu nie powinny też być wykonane z materiałów, których wdychanie jest trujące albo szkodliwe, jak również nie powinny powodować korozji i niszczenia elementów stanowiska pomiarowego. Najczęściej jako cząstki znacznikowe, w przypadku pomiarów PIV w gazach, stosuje się kropelki (aerozole) olejów syntetycznych (np. DEHS – Di-Ethyl-Heksyl-Sebacate) i roślinnych, kropelki mieszaniny glikolu i wody, na ogół o średnicach od $1\mu m$ do $3\mu m$. Używane są również

cząstki z tlenku tytanu o średnicach $0.2 \div 0.5 \mu\text{m}$. Pomiary PIV przepływu cieczy wykonuje się na ogół z użyciem cząstek wielkości od kilku do kilkudziesięciu mikrometrów wykonanych z lateksu albo innych tworzyw sztucznych. Jako posiew dość często używane są również w pomiarach przepływu cieczy puste w środku kulki szklane, często napyłone metalem w celu zwiększenia stopnia rozpraszania światła. Dobrymi cząstkami znacznikowymi, dawniej często a obecnie coraz rzadziej używanymi, są również pyłki roślin, np. sosny albo widłaka (*lycopodium*) [40].

W tradycyjnej, makroskalowej technice PIV [36, 37], aby uwidocznić cząstki znacznikowe w postaci jasnych punktów na jednej, wybranej płaszczyźnie przepływu, która podlega rejestracji cyfrową kamerą, należy badany przepływ oświetlić w zadanym przekroju wąską warstwą świetlną, tzw. nożem świetlnym, uformowanym najczęściej przez soczewkę cylindryczną. W ten sposób widoczny jest tylko badany przekrój, a pozostała część przepływu jest zaciemniona i nie podlega rejestracji (rys. 2.1).



Rys. 2.1. Schemat standardowego stanowiska pomiarowego metodą anemometrii obrazowej (PIV) [37]

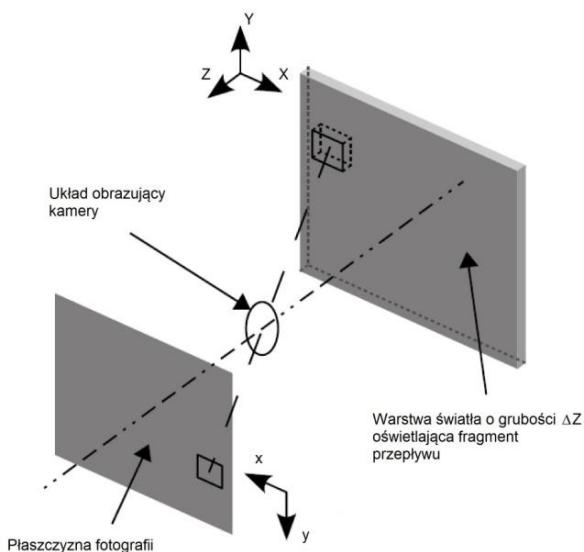
Jako źródło światła stosuje się lampy halogenowe, a obecnie najczęściej lasery impulsowe lub świecące światłem ciągłym. Oświetlenie przepływu krótkimi, trwającymi nawet mniej niż jedna nanosekunda, ale intensywnymi impulsami światła, pozwala na otrzymanie nierozmytych obrazów cząstek znacznikowych przy dużych prędkościach przepływu. Obrazy rejestrowane są przez cyfrową kamerę ustawioną prostopadle do oświetlonego przekroju (rys. 2.1). Użycie kamer cyfrowych pozwala na automatyczną

akwizycję licznych serii fotografii, które później mogą zostać poddane analizie przez komputerowe oprogramowanie PIV.

Przestrzenny, chwilowy rozkład N cząstek znacznikowych, znajdujących się w oświetlonym obszarze przepływu, może być opisany przez zbiór Γ [36, 18]:

$$\Gamma = \left\{ \begin{matrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_N \end{matrix} \right\}, \quad (2.5)$$

gdzie $R_i = [X_i, Y_i, Z_i]$ jest wektorem położenia i -tej cząstki w trójwymiarowej przestrzeni przepływu. Jeśli zaniedba się grubość oświetlanego przekroju (grubość noża świetlnego) to, położenie widocznych cząstek opisywane jest tylko przez dwie składowe X_i i Y_i .



Rys. 2.2. Schemat rzutowania obrazu na płaszczyznę fotografii; trójwymiarowy element objętości odwzorowany jest przez kamerę jako płaski fragment fotografii [18]

Obraz cząstek znacznikowych rzutowany jest przez obiektyw kamery na matrycę CCD (rys. 2.2) i zapisywany jako dwuwymiarowa cyfrowa fotografia. Cząstkom znacznikowym w trójwymiarowej przestrzeni odpowiadają ich obrazy na dwuwymiarowej płaszczyźnie fotografii. Zbiorowi Γ odpowiada zbiór γ :

$$\gamma = \left\{ \begin{matrix} r_1 \\ r_2 \\ \vdots \\ r_n \end{matrix} \right\}, \quad (2.6)$$

gdzie $r_j = [x_j, y_j]$ jest położeniem j -tego obrazu cząsteczki na płaszczyźnie fotografii, a n liczebnością zbioru. Każdej cząstce znacznikowej przyporządkowany jest jej obraz na fotografii, ale nie musi to być odwzorowanie różnowartościowe. Jeden obraz może być odwzorowaniem więcej niż jednej cząstki w rzeczywistej przestrzeni. Spowodowane jest to tym, że cząstki „mogą się zasłaniać”, tzn. dwie lub więcej cząstek może być rzutowane w to samo miejsce na fotografii. Wielkości zbiorów Γ i γ spełniają zatem zależność:

$$n \leq N. \quad (2.7)$$

W eksperymentach PIV dąży się do tego, aby efekty przestrzenne były pomijalnie małe, co osiąga się przez uformowanie noża świetlnego o dostatecznie małej grubości, a tym samym spełniony był warunek:

$$\frac{N - n}{N} \ll 1. \quad (2.8)$$

Spełnienie warunku (2.8) oznacza, że prawie każda rzeczywista cząstka ma swoją reprezentację na fotografii. Z drugiej strony grubość warstwy noża świetlnego musi być na tyle duża, aby cząstki poruszające się skośnie lub nawet prostopadłe do tej warstwy, nie opuściły jej między kolejnymi rejestracjami obrazów.

Współrzędne na płaszczyźnie fotografii związane są ze współzrędnymi rzeczywistymi przekształceniem liniowym:

$$X = \frac{x}{M}, Y = \frac{y}{M}. \quad (2.9)$$

Współczynnik M jest współczynnikiem skalowania, który wyznaczany jest empirycznie w procesie skalowania układu pomiarowego.

Podczas eksperymentu PIV rejestrowane są dwa zdjęcia (zazwyczaj wiele par zdjęć) w znanym odstępie czasowym Δt : pierwsze zdjęcie w chwili t_0 , drugie w chwili $t_1 = t_0 + \Delta t$. Otrzymujemy więc dwie fotografie zawierające informacje o chwilowym rozkładzie przestrzennym cząstek znacznika. Dla każdej fotografii można zdefiniować zbiory położenia cząstek znacznika: $\Gamma(t_0)$ i $\Gamma(t_1)$. W praktyce, jeśli $\Delta t \neq 0$, oba te zbiory nie dotyczą tego samego zbioru cząstek, gdyż część cząstek widocznych na pierwszym obrazie, w czasie Δt może opuścić kadr kamery i nie być zarejestrowana na drugim obrazie. Podobnie na drugim obrazie mogą pojawić się cząstki, które nie były widoczne na pierwszej fotografii. W zależności od długości interwału Δt oraz od grubości noża świetlnego i charakteru przepływu, liczba cząstek widocznych na obu obrazach będzie różna. Zbiory $\Gamma(t_0)$ i $\Gamma(t_1)$ możemy zapisać w postaci sumy podzbiorów:

$$\begin{aligned} \Gamma(t_0) &= \Gamma_w(t_0) \cup \Gamma_s(t_0), \\ \Gamma(t_1) &= \Gamma_w(t_1) \cup \Gamma_s(t_1). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Zbiory oznaczone indeksem w zawierają położenia tego samego zbioru cząstek w chwilach t_0 i t_1 – mają więc tą samą liczbę elementów N_w . Zbiory oznaczone indeksem s zawierają natomiast położenia cząstek, które widoczne są tylko w jednej chwili czasowej.

Podobnie jak poprzednio, rzeczywistym zbiorom cząstek możemy przyporządkować ich obrazy na płaszczyźnie fotografii:

$$\begin{aligned}\gamma(t_0) &= \gamma_w(t_0) \cup \gamma_s(t_0), \\ \gamma(t_1) &= \gamma_w(t_1) \cup \gamma_s(t_1).\end{aligned}\tag{2.11}$$

Tutaj podobnie, zbiory oznaczone indeksem w , zawierają informacje o położeniach cząstek, które widoczne są na obu fotografiach, a zbiory z indeksem s informacje o położeniu pozostałych cząstek, widocznych tylko na pierwszym lub tylko na drugim zdjęciu.

Jeżeli liczność zbiorów γ_w jest większa od zera, to para fotografii zarejestrowanych w chwilach t_0 i t_1 zawiera informację o przemieszczeniach cząstek znacznikowych, i informacja ta może być „wydobyta” z tych fotografii przy wykorzystaniu algorytmów techniki PIV. W praktyce wymagane jest jednak, aby co najmniej 60% cząstek znajdowało się na obu fotografiach.

Programy PIV „wydobyczące” informacje o przemieszczeniach cząstek znacznikowych bazują głównie na algorytmach przetwarzających obrazy, w szczególności na wyszukiwaniu podobieństw na kolejnych fotografiach badanego przepływu. Dwa obrazy zawierające poruszającą się grupę cząstek znacznikowych, zarejestrowane w dwóch różnych chwilach czasu, są podobne, ale nigdy nie są identyczne. Oprócz liniowego przesunięcia całej grupy cząstek, będącego skutkiem przemieszczania się analizowanego przepływu, możliwy jest cały szereg deformacji obrazu tej grupy cząstek, wynikający zarówno z natury ruchu płynów (np. ruch wirowy, turbulentny), jak też z powodów technicznych, jak niedoskonałości użytych elementów optycznych, nierównomierności oświetlenia czy szumy matrycy kamery cyfrowej i innych elementów elektronicznych. Do chwili obecnej rozwiniętych zostało wiele algorytmów [36, 37, 41], które mają podnosić dokładność uzyskiwanych wyników i czynić je niewrażliwymi na wymienione deformacje obrazów.

2.2. Anemometria obrazowa w skali mikro - μ PIV

Technika anemometrii obrazowej, zaadoptowana do pomiarów w mikroskali i nazywana w skrócie μ PIV (ang. micro Particle Image Velocimetry), pozwala na mikroskopową analizę struktury prędkości z mikrometrową rozdzielczością przestrzenną [27, 42]. W mikroprzepływach, z uwagi na brak miejsca na prawidłowe uformowanie noża świetlnego i użycie bardzo małych cząstek znacznikowych, często mniejszych od długości fali światła widzialnego, wymagany jest inny sposób oświetlania i wyboru płaszczyzny rejestracji [43].

W klasycznej technice PIV wybór płaszczyzny rejestracji dokonywany jest poprzez oświetlenie cienką warstwą światła tylko jednego przekroju analizowanego przepływu, przy

czym grubość tej warstwy jest mniejsza od głębi ostrości obiektywu kamery, tzn. obrazy wszystkich cząstek znajdujących się w oświetlonej warstwie są „ostre”. Pozostały obszar analizowanego przepływu jest zaciemniony i nie podlega rejestracji, tzn. cząstki znacznikowe znajdujące się poza nożem świetlnym nie są widoczne na zarejestrowanych obrazach. W technice μ PIV uformowanie noża świetlnego o grubości rzędu mikrometrów, wprowadzenie go do analizowanego przepływu i zrównanie z płaszczyzną ostrości układu obrazującego jest praktycznie niemożliwe. Z tego powodu zazwyczaj stosowane jest oświetlenie całego badanego przepływu [44]. Jako ostre widoczne są cząstki znajdujące się w płaszczyźnie ostrości obiektywu mikroskopu, a cząstki będące poza tą płaszczyzną dają obraz „rozmyty”, będący niepożądanym „szumem tła”. Stosunek sygnału do szumu, zdefiniowany jako stosunek jasności ostrych cząstek do średniej jasności tła, na którym są one widoczne, obniżany jest dodatkowo przez światło odbijane od ścianek kanału. To światło może być w łatwy sposób całkowicie wyeliminowane poprzez użycie cząstek znacznikowych będących cząstkami fluorescencyjnymi. Cząstki fluorescencyjne po wzbudzeniu światłem o danej barwie (długości fali) emitują światło o barwie innej niż światło wzbudzające, przy czym długość fali światła emitowanego jest zawsze większa niż światła wzbudzającego (przesunięcie Stokesa). Pozwala to na odfiltrowanie światła wzbudzającego, które jest odbijane od ścianek i rejestrację jedynie światła emitowanego przez cząstki znacznikowe. Eliminacja wspomnianego „szumu tła”, będącego obrazem cząstek znajdujących się poza płaszczyzną ostrości obiektywu jest niemożliwa. Jednak poprzez rozsądne dobranie parametrów przeprowadzanych eksperymentów możliwe jest obniżenie wpływu „szumu tła” do akceptowalnego poziomu, umożliwiające przeprowadzenie pomiarów z zadowalającą dokładnością i rozdzielczością zarówno przestrzenną, jak i czasową.

Dobór cząstek znacznikowych

Cząstki znacznikowe używane w pomiarach μ PIV, oprócz cech podanych dla makroskalowej techniki PIV, muszą spełniać kilka dodatkowych warunków, pozwalających na zarejestrowanie obrazów o dobrej jakości, których korelacja dostarczy wiarygodnych i dokładnych informacji o strukturze analizowanego mikroprzepływu. Ze względu na wysoką rozdzielczość przestrzenną wymaganą przy tego rodzaju pomiarach, szczególnie ważną w analizie pól prędkości z silnymi gradientami (np. w okolicy ścianek kanału), użyte cząstki znacznikowe muszą być odpowiednio małe w porównaniu z rozmiarem kanału i skalą długości obserwowanych struktur przepływu. Ich obecność również nie może zaburzać pola badanego przepływu.

Jak już zostało wspomniane, w technice μ PIV na ogół stosuje się oświetlenie całej objętości przepływu, co powoduje pojawienie się niemożliwego do usunięcia „szumu tła”. Stosunek tego szumu do jasności obrazów cząstek będących w płaszczyźnie ostrości obiektywu, a tym samym dokładność przeprowadzanych pomiarów, w ścisły sposób zależy od wielkości użytych cząstek znacznikowych, ich koncentracji i wysokości kanału, w którym analizujemy przepływ. Przyjmując, że wysokość kanału jest z góry narzucona, a rozmiar użytych cząstek zależy od parametrów hydrodynamicznych i geometrycznych analizowanego

przepływu, parametrem który może być w dość szerokim zakresie modyfikowany jest koncentracja cząstek. Kryterium doboru optymalnej koncentracji jest uzyskanie zadowalającej „widzialności” cząstek znacznikowych będących w płaszczyźnie ostrości na tle cząstek będących poza tą płaszczyzną. Widzialność ta jest zdefiniowana jako [45]:

$$V = \frac{4M^2\beta^2(s_0 - a)(s_0 - a + H)}{\pi c H s_0^2 (M^2 d_p^2 + 1.49(M + 1)^2 \lambda^2 [(n/NA)^2 - 1])}, \quad (2.12)$$

gdzie d_p jest średnicą cząstek znacznikowych, H – wysokością kanału, a – odległością płaszczyzny pomiarowej od ścianki kanału, przez którą obserwowany jest przepływ (np. dla pomiarów na środku wysokości kanału $a = H/2$), λ – długością fali światła, M – powiększeniem układu mikroskopowego, n – współczynnikiem załamania światła dla medium pomiędzy obiektywem, a badanym układem mikroprzepływowym, NA – aperturą numeryczną obiektywu, s_0 – odległością obserwowanej cząstki od obiektywu (czyli odległością roboczą obiektywu). Parametr β określa próg rozdzielający sygnał od szumu, a jego wartość podawana jest jako $\beta = 1.92$ [45]. Współczynnik c w wyrażeniu (2.12) jest liczbą cząstek znacznikowych znajdujących się w jednostce objętości płynu. Optymalna wartość widzialności V została wyznaczona eksperymentalnie, jako zadowalający kompromis pomiędzy wartością stosunku sygnału do szumu i koncentracją cząstek. Zalecane jest, aby $V \sim 1.5$ [45]. Dla ustalonych parametrów optycznych stanowiska, widzialność cząstek może być zwiększona poprzez zmniejszenie ich koncentracji c lub przez zmniejszenie wysokości kanału H . Dla ustalonej koncentracji cząstek, widzialność V może być zwiększona przez użycie cząstek o mniejszej średnicy d_p albo wykorzystanie obiektywu mikroskopowego o większej aperturze numerycznej NA . Widzialność tylko w niewielkim stopniu zależy od powiększenia obiektywu M i jego odległości roboczej.

Korzystając z zależności (2.12) i przyjmując widzialność $V = 1.5$ można wyznaczyć optymalną koncentrację objętościową cząstek znacznikowych c_{opt}^{vol} jako:

$$c_{opt}^{vol} = \frac{2d_p^3 M^2 \beta^2 (s_0 - a)(s_0 - a + H)}{4.5 H s_0^2 (M^2 d_p^2 + 1.49(M + 1)^2 \lambda^2 [(n/NA)^2 - 1])} \times 100\%. \quad (2.13)$$

Powyzsze ograniczenia powodują, że technika μ PIV może być stosowana do badania stosunkowo cienkich warstw poruszającego się płynu, typowo do 10mm - 15mm. Przy grubszych warstwach uzyskanie zadowalającego stosunku sygnału do szumu staje się trudne, wskutek czego pomiary mogą być obarczone zbyt dużymi błędami powodującymi, że otrzymane wyniki będą mało wiarygodne.

W eksperymentach μ PIV, szczególnie gdy przeprowadzane są z wykorzystaniem skrajnie małych cząstek znacznikowych, mogą pojawić się błędy i niedokładności pomiaru niespotykane w pomiarach makroskalowych czy też w μ PIV, ale z użyciem większych, kilku-mikrometrowych cząstek. Przy bardzo małych cząstkach zarejestrowany obraz, wskutek zjawiska dyfrakcji nie jest dokładnym odwzorowaniem geometrii cząstek. Może to

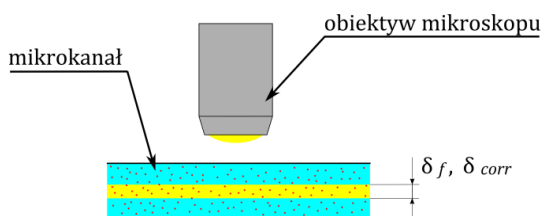
doprowadzić do nieprecyzyjnego, błędnego określenia położenia cząstek i tym samym wprowadzenia niedokładności pomiaru. Drugim zjawiskiem, mającym duże znaczenie przy pomiarach μPIV są ruchy Browna cząstek znacznikowych, wołane chaotycznymi ruchami molekuł płynu. Przy analizie powolnych przepływów laminarnych z użyciem bardzo małych cząstek, błędy pomiaru wywołane ruchami Browna mogą być istotne i muszą być uwzględnione. Dokładna analiza błędów wywołanych zjawiskiem dyfrakcji oraz obecnością ruchów Browna zamieszczona została w załączniku A, w końcowej części pracy.

Wybór płaszczyzny rejestracji

W technice μPIV wyboru płaszczyzny rejestracji dokonuje się przez zmianę odległości pomiędzy badanym mikrokanalem a obiektywem mikroskopu. Jak już zostało wcześniej wspomniane, jako „ostre” i jasne punkty widoczne będą jedynie cząstki znajdujące się w odpowiedniej odległości od obiektywu, na płaszczyźnie ostrości, a dokładniej w warstwie o grubości δ_f (żółta warstwa na rys. 2.3), nazywanej głębią ostrości mikroskopu i zdefiniowanej jako [44, 46]:

$$\delta_f = \frac{n\lambda}{(NA)^2} + \frac{ne}{NAM}, \quad (2.14)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania światła medium pomiędzy obiektywem mikroskopu, a badanym układem mikroprzepływowym, λ jest długością fali światła emitowanego przez cząstki fluorescencyjne, NA jest aperturą numeryczną użytego obiektywu mikroskopowego, M jest całkowitym powiększeniem układu mikroskopowego, e - najmniejszą odległością, która może być „rozpoznana” przez detektor znajdujący się w płaszczyźnie obrazowania mikroskopu – w przypadku użycia kamery cyfrowej jest to odległość pomiędzy pikselami matrycy CCD.



Rys. 2.3. Wybór płaszczyzny rejestracji w technice μPIV : głębina ostrości δ_f , głębina korelacji δ_{corr}

W technice μPIV , tradycyjna głębina ostrości, wskutek zjawiska dyfrakcji, zależnej od geometrii i wielkości użytych cząstek znacznikowych, rozszerzona jest do warstwy określonej jako głębina korelacji δ_{corr} [44]:

$$\delta_{corr} = \frac{3n\lambda}{(NA)^2} + \frac{2.16d_p}{\tan \theta} + d_p, \quad (2.15)$$

gdzie d_p jest średnicą cząstek znacznikowych, a θ maksymalnym kątem pomiędzy promieniami światła tworzącymi obraz obserwowanego punktu wchodzącymi do obiektywu i jego osią optyczną. Apertura numeryczna NA może być powiązana z kątem θ następującą zależnością geometryczną:

$$NA = n \sin \theta, \quad (2.16)$$

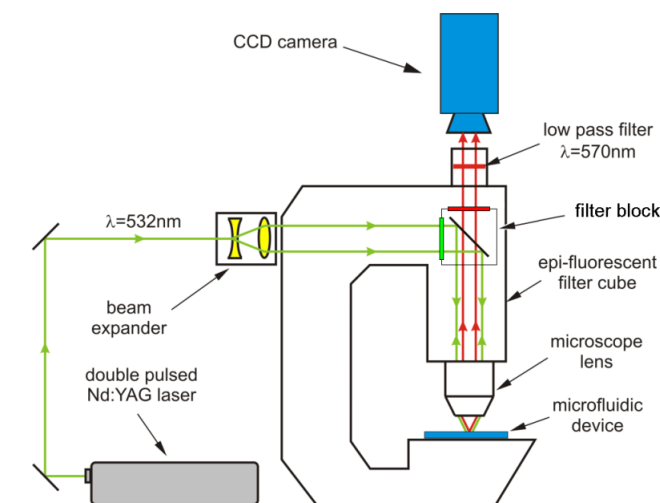
gdzie n jest współczynnikiem załamania światła płynu pomiędzy obiektywem i preparatem.

Wszystkie cząstki znacznikowe, znajdujące się w warstwie δ_{corr} są „rozpoznawalne” dla algorytmów PIV i biorą udział w pomiarze. Pozostałe fluorescencyjne cząstki znacznikowe, będące poza warstwą δ_{corr} , również emitują światło, które przez obiektyw dociera do kamery. Ich obrazy są jednak „nieostre” i nie są wykorzystywane przez algorytmy korelujące, ale powodują dodanie do rejestrowanych obrazów wspomnianego już szumu tła.

Stanowisko eksperymentalne

Typowy schemat stanowiska μ PIV przedstawiony został na rysunku 2.4. Zasadniczym elementem układu jest mikroskop epi-fluorescencyjny z odpowiednio dobranym zestawem obiektywów i filtrów optycznych, wyposażony dodatkowo w kamerę cyfrową oraz źródło światła z układem optycznym formującym wiązkę światła i kierującym ją do wnętrza mikroskopu. W pierwszych opublikowanych pracach [27] źródłem światła była emitująca światło białe lampa rtęciowa. Za pomocą filtrów optycznych, z całego spektrum światła białego separowana była jedna barwa, pokrywająca się z maksimum wzbudzenia użytych cząstek fluorescencyjnych. Cząstki te, dodane do obserwowanego pod mikroskopem przepływu, nawet przy niewielkich prędkościach przepływu, wskutek dużego powiększenia przestrzennego, charakteryzowały się bardzo dużym względnym przemieszczeniem na rejestrowanych obrazach. Duże względne przemieszczenie cząstek wymagało wykonywania fotografii z dużą częstotliwością i krótkim czasem ekspozycji. Układy pomiarowe wyposażone w lampy rtęciowe nie były w stanie zapewnić dostatecznej ilości światła, niezbędnej do zarejestrowania dobrej jakości obrazów z krótkim czasem ekspozycji – dlatego też układy takie mogą być wykorzystywane do analizy jedynie przepływów laminarnych z niewielkimi prędkościami. Szybkozmiennie procesy mikroprzepływowe, wymagające od technik pomiarowych wyższej rozdzielczości czasowej, wymusiły użycie szybkich kamer cyfrowych [47], pozwalających na rejestrację zdjęć analizowanego przepływu z bardzo dużą częstotliwością i krótką migawką. Wymagało to jednak zastosowania bardziej wydajnego źródła światła, gdyż lampa rtęciowa nie była w stanie zapewnić ilości światła niezbędnej do prawidłowego wykonania zdjęć w tak krótkich czasach. Zazwyczaj stosowanym źródłem światła stały się lasery, które emitują światło monochromatyczne o barwie zgodnej ze wzbudzeniem cząstek fluorescencyjnych. Użycie laserów impulsowych i unikalnych kamer cyfrowych, specjalnie zaprojektowanych do pomiarów PIV, pozwoliło na rozszerzenie zakresu prędkości, które mogą być mierzone techniką μ PIV, do około 25m/s [48, 49]. Oznacza to, że przy użyciu obiektywu mikroskopowego o dziesięciokrotnym powiększeniu, obrazy

wykorzystywane do analizy μ PIV muszą być rejestrowane w odstępie około 200-300ns, a czas ekspozycji nie może przekraczać kilku nanosekund.



Rys. 2.4. Schemat stosowanego w badaniach stanowiska pomiarowego μ PIV

Przedstawiony na rysunku 2.4 układ wyposażony jest w laser impulsowy typu Nd:YAG, z którego światło za pomocą układu soczewek i zwierciadeł jest odpowiednio formowane i kierowane do mikroskopu. Tutaj wiązka pada na blok filtrów, który zazwyczaj składa się z trzech elementów optycznych: dwóch filtrów i zwierciadła dichroicznego. Pierwszy filtr bloku ma za zadanie odseparowanie ze światła białego, pochodzącego np. z lampy rtęciowej i wchodzącego do mikroskopu, światła o barwie zbliżonej do pasma wzbudzenia używanych cząstek znacznikowych. W przypadku korzystania z monochromatycznego źródła światła, np. lasera, nie ma potrzeby stosowania tego filtru. Następnie monochromatyczna wiązka światła pada na zwierciadło dichroiczne, które jest elementem optycznym odbijającym światło poniżej zadanej długości fali, a przepuszczającym powyżej tej długości. Zwierciadło dichroiczne powinno być tak dobrane, aby granica pomiędzy pasmem odbijania i przepuszczania znajdowała się pomiędzy pasmem wzbudzenia i emisji cząstek znacznikowych. Po odbiciu od zwierciadła dichroicznego, światło dociera przez obiektyw mikroskopu do badanego układu mikroprzepływowego i wzbudza fluorescencyjne cząstki znacznikowe dodane do przepływu. Cząstki te po wzbudzeniu emitują światło o innej, większej długości fali (innej barwie) niż światło wzbudzające. Oczywiście, oprócz światła emitowanego przez cząstki, do obiektywu mikroskopu powraca również światło wzbudzające, odbite od ścianek kanału czy też od cząstek znacznikowych. Jednak rejestracji kamerą cyfrową podlega jedynie światło emitowane przez cząstki, a światło wzbudzające jest odcinane przez zwierciadło dichroiczne i drugi filtr w bloku. Z uwagi na skończoną sprawność elementów optycznych, tuż przed kamerą często umieszcza się dodatkowy filtr, mający za zadanie końcowe odfiltrowanie światła wzbudzającego i pozostawienie jedynie światła emitowanego przez cząstki.

Korelacja obrazów

Eksperymenty PIV w skali mikro w znaczący sposób różnią się od przeprowadzanych w skali makro. Największą różnicą w uzyskiwanych obrazach przepływu z dodanymi cząstkami znacznikowymi jest ich niewielka koncentracja – najczęściej zbyt mała, aby standardowe algorytmy korelujące mogły w prawidłowy sposób obliczyć przemieszczenia tych cząstek. W przeprowadzonych badaniach użyto własnego programu PIV, który był modyfikacją programu *PIV-Kor* autorstwa Piotra Korczyka, opracowanego w Zakładzie Mechaniki i Fizyki Płynów IPPT PAN na potrzeby analizy przepływu w komorze chmurowej [18]. Stworzony program nie opierał się na standardowo wykorzystywanym w technice PIV algorytmie korelacji obrazów, a na wykrywaniu przemieszczeń pojedynczych cząstek. Algorytm taki w literaturze określany jest jako „particie tracking” i może być zastosowany do analizy obrazów, w których odległości pomiędzy cząstkami znacznikowymi na zarejestrowanych obrazach są większe od przemieszczeń tych cząstek pomiędzy kolejnymi rejestracjami.

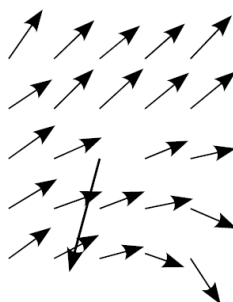
Pierwszym etapem analizy obrazów było odszukanie położenia wszystkich cząstek znacznikowych na zarejestrowanych obrazach i zapisanie tych położzeń w postaci macierzy zawierającej współrzędne każdej cząstki. Następnie algorytm obliczał odległości pomiędzy jedną, wybraną cząstką z pierwszej fotografii, a wszystkimi cząstkami z drugiej fotografii. Najmniejsza z tych odległości, przy wspomnianym założeniu, że przemieszczenia cząstek są mniejsze od odległości pomiędzy cząstkami, była szukanym przemieszczeniem tej cząstki. Położenia cząstek na obu fotografiach, użyte do obliczenia tej odległości są odrzucane i nie są rozpatrywane w kolejnym kroku, w którym wybieramy kolejną cząstkę na pierwszej fotografii, liczymy ponownie wszystkie możliwe odległości do cząstek na drugiej fotografii i wybieramy najmniejszą z nich. W podobny sposób postępujemy, aż wykorzystane zostaną wszystkie położenia cząstek na pierwszej fotografii. Uzyskana w ten sposób zostanie macierz zawierająca położenia i przemieszczenia cząstek znacznikowych, zarejestrowanych podczas eksperymentu.

W otrzymanych wynikach mogą pojawić się błędne wektory przemieszczeń, gdyż nie zawsze jest spełnione założenie, że odległości pomiędzy cząstkami są większe od ich przemieszczeń. Może się zdarzyć, że cząstki teoretycznie rozmieszczone równomiernie, ale i losowo, w analizowanym przepływie, podczas rejestracji obrazu będą się znajdować blisko siebie – na tyle blisko, że odległość ta zostanie przez algorytm odczytana jako przemieszczenie cząstek. Również część z cząstek obecnych na jednej z fotografii nie będzie widoczna na drugiej (wskutek wspomnianego już opuszczania czy wchodzenia cząstek w płaszczyznę ostrości mikroskopu), co może spowodować błędne wyniki korelacji. Z tego powodu konieczne jest precyzyjne, ale i ostrożne filtrowanie uzyskanych przemieszczeń, w celu usunięcia błędnych wyników. W pracy tej zastosowano filtr medianowy, opisany poniżej.

Filtr medianowy

W praktyce, w pomiarach PIV, dość typowa jest sytuacja przedstawiona na rysunku 2.5, gdzie w przykładowym polu wektorowym prędkości pojawił się błędny wektor, powodujący powstanie nieciągłości tego pola. Problemy związane z eliminacją błędnych wektorów

pojawiły się równocześnie z opracowaniem i pierwszym wykorzystaniem techniki PIV. W celu usunięcia takich błędnych wektorów najczęściej stosuje się filtry medianowe [36, 50].



Rys. 2.5. Przykładowe pole wektorowe prędkości z jednym błędnym wektorem

Filtr sprawdza każdy wektor otrzymanego pola prędkości pod kątem jego koherencji z sąsiednimi wektorami. Załóżmy, że do sprawdzenia koherencji wektora \vec{u}_c branych jest p wektorów z jego najbliższego otoczenia. Łącznie z wektorem \vec{u}_c otrzymujemy zbiór $(p + 1)$ elementów. Niech elementy tego zbioru będą numerowane indeksem $i = 1, 2, \dots, p + 1$. Zdefiniujmy średnią różnicę pomiędzy wektorem \vec{u}_i i resztą wektorów zbioru:

$$\Delta_i = \frac{\sum_{j \neq i} |\vec{u}_i - \vec{u}_j|}{p}. \quad (2.17)$$

Dalej możemy znaleźć wektor medianowy, którego indeks powinien spełniać następującą zależność:

$$med = \arg \min_i \Delta_i. \quad (2.18)$$

Jeśli wszystkie wektory z rozważanego zbioru zaczepić w jednym punkcie, to końce wektorów utworzą grupę punktów, której rozciągłość jest charakteryzowana przez Δ_{med} . Wektor \vec{u}_{med} jest wektorem, którego koniec znajduje się najbliżej środka grupy punktów. Δ_{med} jest więc średnią odległością od środka tej grupy punktów. Aby stwierdzić koherencję danego wektora \vec{u}_c sprawdzany jest następujący warunek:

$$|\vec{u}_c - \vec{u}_{med}| \leq \Delta_{med}. \quad (2.19)$$

Spełnienie tego warunku oznacza, że testowany wektor znajduje się w obrębie klastra wektorów, jest więc z nimi koherentny. W przeciwnym wypadku, gdy spełniony jest warunek dopełniający:

$$|\vec{u}_c - \vec{u}_{med}| > \Delta_{med}, \quad (2.20)$$

wektor \vec{u}_c nie jest koherentny z wektorami otoczenia, z dużym więc prawdopodobieństwem jest to wektor błędny. Aby naprawić ten błąd, wektor \vec{u}_c zastępowany jest przez wektor \vec{u}_{med} .

Modyfikacje i dalszy rozwój techniki μ PIV

Obecnie są intensywnie rozwijane różne modyfikacje metody μ PIV, pozwalające na zwiększenie koncentracji cząstek znacznikowych bez zmniejszania stosunku sygnału do szumu oraz dające możliwość pomiarów prędkości w kanałach o większych wysokościach. W przepływach laminarnych możliwe jest to dzięki hydrodynamicznemu zogniskowaniu części przepływu z dodanymi cząstkami znacznikowymi, przez co otrzymuje się przepływ z cząstki znacznikowymi znajdującymi się jedynie w wybranej warstwie, o grubości nie większej od głębi ostrości mikroskopu [51]. Inna interesująca modyfikacja techniki μ PIV pozwala na pomiar prędkości w warstwie przyściennej mikrokanalu, nawet w odległości kilkudziesięciu nanometrów od ścianki [52]. Możliwe jest to dzięki wykorzystaniu oświetlenia opartego o szybkozanikającą falę biegnącą, powstającą przy całkowitym wewnętrznym odbiciu światła (jest to tzw. metoda TIR od angielskiej nazwy Total Internal Reflection). Oświetlona jest wtedy jedynie warstwa płynu o grubości od kilkudziesięciu do kilkuset nanometrów od ścianki kanału. Jako cząstki znacznikowe stosuje się tutaj zazwyczaj kropki kwantowe o średnicy kilkunastu – kilkudziesięciu nanometrów, które podobnie jak cząstki fluorescencyjne emitują światło o innej barwie niż światło wzbudzające.

Przeprowadzone wstępne prace testowe [51, 52] potwierdziły zalety obu metod. Metody te mają jednak zastosowanie jedynie dla przepływów laminarnych, wolnozmiennych i nie mogły być wykorzystane w omawianych tutaj badaniach.

3. Metody analizy numerycznej

Analiza numeryczna przepływów wykonana została metodą objętości skończonych przy użyciu komercyjnego pakietu do obliczeń przepływowych Fluent (ANSYS Inc.) [53]. Trójwymiarowy przepływ newtonowskiej, nieściśliwej cieczy modelowano dwoma sposobami: poprzez bezpośrednie rozwiązywanie pełnego, trójwymiarowego, niestacjonarnego układu równań Naviera-Stokesa (tzw. *DNS* – Direct Numerical Simulation) oraz stosując pół-empiryczny model turbulencji $k - \varepsilon$, wykorzystujący dekompozycję Reynoldsa (hipotezę Reynoldsa), wprowadzającą podział prędkości i ciśnienia na wartości średnie i ich fluktuacje (*RANS*¹). Symulacje *DNS* dostarczyły dokładnych informacji o chwilowych rozkładach ciśnienia oraz chwilowych polach prędkości dla całego zakresu skal zarówno przestrzennych, jak i czasowych, a obliczenia wykorzystujące model *RANS* pozwoliły wyznaczyć wartość prędkości średniej oraz intensywność dyssypacji energii kinetycznej.

We wszystkich przeprowadzonych obliczeniach, z uwagi na brak źródeł ciepła, pominięto równanie zachowania energii. Dodatkowo przyjęto założenie o nieściśliwości cieczy oraz, że w rozpatrywanym przepływie nie zachodziły przemiany fazowe i reakcje chemiczne, a własności fizyczne płynu były stałe.

Wszystkie obliczenia przeprowadzone zostały w laboratorium numerycznym Zakładu Mechaniki i Fizyki Płynów IPPT PAN, wyposażonym w dwa komputery dużej mocy² oraz kłaster obliczeniowy *Mosix Cluster* [54].

3.1. Symulacja *DNS*

Ruch ośrodków ciągłych, w tym również ruch burzliwy, opisuje równanie Naviera-Stokesa, będące równaniem zachowania pędu. Uzupełniając je równaniem ciągłości (zasada zachowania masy) i odpowiednimi warunkami brzegowymi otrzymujemy zamknięty układ równań. Dla rozpatrywanego zagadnienia równanie Naviera-Stokesa można zapisać w postaci:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_x}{\partial t} + \rho \left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right), \\ \rho \frac{\partial u_y}{\partial t} + \rho \left(u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right), \\ \rho \frac{\partial u_z}{\partial t} + \rho \left(u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

¹ Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations

² 24-procesorowy serwer numeryczny wyposażony w 128GB pamięci operacyjnej RAM oraz 8-procesorowy serwer z 32GB pamięci RAM.

a uzupełniające równanie ciągłości jako:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (3.2)$$

W podanym układzie równań niewiadomymi są trzy składowe prędkości: u_x , u_y i u_z oraz ciśnienie p . Otrzymaliśmy zatem zamknięty układ równań, w którym liczba równań i niewiadomych jest równa. Poprawne sformułowanie zadania wymaga jednak podania jeszcze warunków brzegowych, które uzależnione są od fizycznego charakteru symulowanego problemu oraz geometrii domeny obliczeniowej. Dla rozpatrywanego przepływu przyjęto warunki brzegowe I rodzaju (warunek Dirichleta), które zapisano jako:

- $\vec{u} = \vec{u}_{inlet}$ – dla ścianki będącej wlotem do emulsyfikatora
- $p = p_{atm}$ – dla ścianki będącej wylotem z emulsyfikatora (p_{atm} – ciśnienie otoczenia)
- $\vec{u} = 0$ – na pozostałych ściankach domeny obliczeniowej (warunek nieprzenikalności ścianki oraz braku poślizgu płynu na ściance).

Układ równań różniczkowych (3.1 - 3.2) wraz z warunkami brzegowymi ściśle opisuje rozpatrywany w pracy problem fizyczny. Bezpośrednie numeryczne rozwiązywanie takiego układu równań, tzn. rozwiązywanie bez wprowadzania żadnych dodatkowych modeli turbulencji, w numerycznej mechanice płynów nazywane jest w skrócie jako *DNS* (ang. Direct Numerical Simulation). W metodzie tej wymienione równania rozwiązywane są dla całego zakresu skal turbulencji, zarówno przestrzennego jak i czasowego. Dlatego też, jako wynik symulacji otrzymujemy dokładny, pełny opis chwilowego pola prędkości i ciśnienia.

W pracy układ równań (3.1 - 3.2) rozwiązywany był numerycznie metodą objętości skończonych. Do rozwiązania równań różniczkowych zastosowano algorytm SIMPLE (ang. Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations), który polega na obliczaniu iteracyjnym na przemian składowych prędkości oraz ciśnienia [55, 56]. Dodatkowo wykorzystano standardowe wartości współczynników podrelaksacji w celu ustabilizowania procesu obliczeniowego oraz schemat różnicowy drugiego rzędu „pod prąd” (ang. second-order upwind), w którym pochodna aproksymowana jest ilorazem różnicowym „wstecz” lub „w przód”, w zależności od kierunku przepływu.

3.2. Obliczenia z wykorzystaniem modelu *RANS*

W obliczeniach *RANS* wykorzystano pół-empiryczny model $k - \epsilon$, a równania modelujące turbulentny przepływ płynu otrzymano poprzez czasowe uśrednianie równań Naviera-Stokesa (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) [57]. Metoda *RANS* polega na rozłożeniu składowych wektorów prędkości oraz pozostałych funkcji skalarnych (w tym przypadku ciśnienia) na wartość średnią oraz fluktuacje, co można zapisać następująco:

$$u_i(x, y, z, t) = \bar{u}_i(x, y, z) + u'_i(x, y, z, t), \quad (3.3)$$

$$p(x, y, z, t) = \bar{p}(x, y, z) + p'(x, y, z, t), \quad (3.4)$$

gdzie u_i są składowymi wektora prędkości, a p ciśnieniem. Wstawiając tak zdefiniowane wielkości do równań Naviera-Stokesa dla stacjonarnego przepływu nieściśliwego płynu otrzymujemy równania postaci:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{\rho u'_i u'_j} \right); \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.6)$$

gdzie ρ jest gęstością, p ciśnieniem, a μ lepkością dynamiczną płynu.

Otrzymane równania są klasycznymi równaniami Naviera-Stokesa przepływu uśrednionego, uzupełnionymi ostatnim członem zawierającym składowe fluktuacyjne (tzw. naprężenia Reynoldsa). Z uwagi na brak związków opisujących składowe tensora $\overline{u'_i u'_j}$ obecność tego członu powoduje, że układ równań opisujących ruch turbulentny staje się układem niezamkniętym. Rozwiązanie takiego zagadnienia wymaga sformułowania hipotezy zamykającej, stanowiącej dodatkowo, określane na ogół empirycznie układ równań. Zastosowany w przeprowadzonych obliczeniach model $k - \varepsilon$ wprowadza dwa dodatkowe równania określające naprężenia Reynoldsa. Ostatni człon w równaniu (3.5) zastąpiony jest przez wyrażenie:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k, \quad (3.7)$$

gdzie μ_t oznacza lepkość turbulentną, a k energię kinetyczną turbulencji zdefiniowaną jako:

$$k = \frac{1}{2} \overline{(u'_i u'_i)}. \quad (3.8)$$

Ostatecznie uśrednione równania Naviera-Stokesa dla stacjonarnego przepływu cieczy nieściśliwej, uwzględniając wyrażenie (3.7), można zapisać jako:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k), \quad (3.9)$$

$$i, j = 1, 2, 3$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.10)$$

Niewiadome u_1, u_2, u_3 i p w powyższych równaniach, w których dla uproszczenia zapisu pominięto znak uśredniania, oznaczają wartości uśrednione zgodnie z definicjami (3.3) i (3.4).

Model $k - \varepsilon$ charakteryzują dwa parametry: energia kinetyczna turbulencji k i jej dyssypacja ε . Parametry te powiązane są ze sobą fenomenologiczną zależnością postaci:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L}, \quad (3.11)$$

gdzie L jest charakterystyczną skalą długości. Powyższe równanie oparte jest na przytaczanym już modelu Kołmogorowa, który stwierdza, że energia kinetyczna turbulencji jest przekazywana kaskadowo od wirów o dużej skali do wirów o małej skali, gdzie ostatecznie następuje jej dyssypacja [17, 58]. Brakujące niewiadome w równaniach (3.9) i (3.10) wyznaczone są z zależności definiującej współczynnik lepkości turbulentnej:

$$\mu_t = C_\mu \rho k^{1/2} L = C_\mu \rho k^2 \varepsilon^{-1} \quad (3.12)$$

oraz dwóch równań różniczkowych dla k i ε o ogólnej postaci [59]:

$$\{\text{zmiana } k\} = \{\text{dyfuzja } k\} + \{\text{produkcja } k\} - \{\text{dysypacja } k\}$$

$$\{\text{zmiana } \varepsilon\} = \{\text{dyfuzja } \varepsilon\} + \{\text{produkcja } \varepsilon\} - \{\text{dysypacja } \varepsilon\}$$

co można zapisać jako:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (3.14)$$

Stałe C_μ , $C_{\mu 1}$ i $C_{\mu 2}$ są wyznaczone na podstawie badań eksperymentalnych. W przeprowadzonych obliczeniach zostały przyjęte wartości literaturowe: $C_\mu = 0.09$, $C_{\mu 1} = 1.44$ i $C_{\mu 2} = 1.92$ [53].

W obliczeniach numerycznych równania (3.9) i (3.10) oraz (3.13) i (3.14) rozwiązywane są „na przemian”, tzn. znane z poprzedniej iteracji wartości k i μ_t wstawiane są do równań (3.9) i (3.10). Po rozwiązaniu tych równań otrzymane wartości prędkości wstawiane są do równań (3.13) i (3.14), po których rozwiązaniu otrzymywane są nowe wartości k i μ_t . Procedura ta powtarzana jest w każdym kroku iteracji.

Dla rozwiązania powyższego układu równań niezbędne jest określenie warunków brzegowych i początkowych, nie tylko dla pola prędkości, lecz również dla k i ε , które *a priori* nie są znane. W przeprowadzonych obliczeniach zostały przyjęte warunki brzegowe, w których wartości k i ε są wyrażone przez intensywność turbulencji:

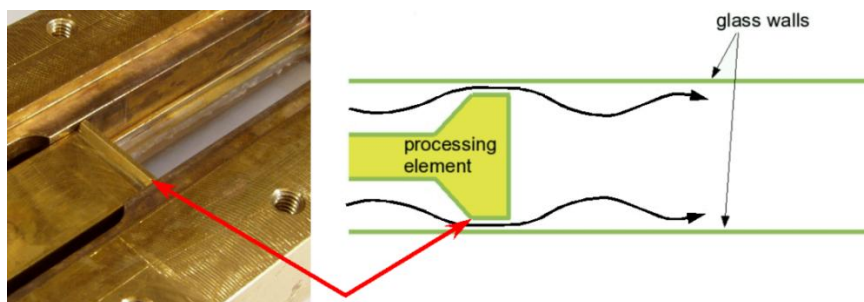
$$I = \frac{1}{|\bar{u}|} \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (3.15)$$

i skalę długości L ($\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{L}$), gdzie L może być wyrażone przez promień hydrauliczny $L = 0.07 \cdot D_H$, [53].

4. Analiza eksperymentalna przepływu przez mikrokanal

4.1. Model eksperymentalny

Przedmiotem omawianej w pracy analizy eksperymentalnej był przepływ wody przez płaski model emulsyfikatora, będącego laboratoryjnym odpowiednikiem rzeczywistego, osiowoosymetrycznego generatora emulsji [60, 61]. Emulsyfikator (rys. 4.1) zbudowany był z dwóch kanałów wlotowych o wysokości 1.5mm i szerokości 15mm , które po gwałtownym zmniejszeniu wysokości tworzyły dwa mikrokanaly o wysokości $400\mu\text{m}$, szerokości 15mm i długości 1mm , będące głównym elementem „roboczym” emulsyfikatora. Mikrokanaly następnie połączone były z kanałem wylotowym o wysokości 7.5mm i szerokości 15mm . Całkowita długość odcinka wlotowego wynosiła 97.5mm , a wylotowego 78.5mm . Aby zapewnić dostęp optyczny do wnętrza emulsyfikatora i umożliwić użycie techniki μPIV do analizy struktury pola prędkości, górna i dolna ścianka emulsyfikatora zostały wykonane ze szkła. Pozostałe elementy emulsyfikatora wykonane były z mosiądzu na precyzyjnej frezarce¹. Chropowatość powierzchni wewnętrznych modelu wyznaczona została przy wykorzystaniu precyzyjnego profilometru *Hommel Tester T8000 nanoscan*². Dla mosiężnych powierzchni frezowanych zmierzona średnia chropowatość wynosiła $R_a = 1.24 \cdot 10^{-6}\mu\text{m}$, a dla elementów szklanych $R_a = 2.08 \cdot 10^{-8}\mu\text{m}$, co dawało względną chropowatość, odniesioną do wysokości mikrokanalu, bliską zeru.



Rys. 4.1. Model eksperymentalny emulsyfikatora: widok z góry ze zdjętą górną szklaną ścianką oraz schematyczny przekrój; czerwone strzałki wskazują mikrokanal emulsyfikatora

Rysunek 4.1 przedstawia fotografię fragmentu modelu emulsyfikatora (po lewej) ze zdjętą górną ścianką oraz schematyczny przekrój podłużny (po prawej). Na rysunku czerwoną strzałką zaznaczony jest mikrokanal, który utworzony jest pomiędzy ustawioną poziomo płytką, a górną i dolną ścianką emulsyfikatora. Płytką umieszczona była w poziomej

¹ Model emulsyfikatora wykonany był w *Laboratory of Chemical Physics and Engineering, Faculty of Chemistry, University of Sofia, Bulgaria* (jeden z partnerów uczestniczących w projekcie *EMMA* finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Edukacji Austrii, numer grantu GZ 45.534/1-VI/6a/2003 CONEX).

² Pomiary chropowatości wykonane zostały przez doc. dr hab. Stanisława Kucharskiego w Pracowni Warstwy Wierzchniej Zakładu Mechaniki Materiałów, IPPT PAN.

płaszczyźnie symetrii modelu i gwałtownie zwiększając swoją grubość powodowała przejście kanałów wlotowych o wysokości 1.5mm w mikrokanale o wysokości $400\mu\text{m}$. Kierunek przepływu odbywał się od lewej do prawej strony, tak jak pokazują to czarne strzałki na schemacie przekroju (prawa część rys. 4.1). Pomiary prędkości przepływu dokonywane były w kanale wlotowym, w mikrokanale oraz w kanale wylotowym przedstawionego emulsyfikatora.

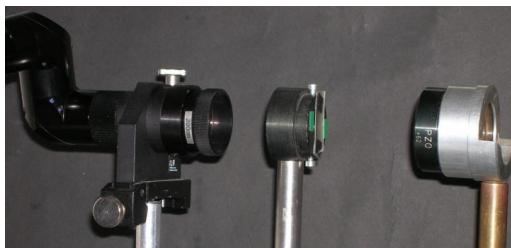
Przedstawiony układ jest symetryczny względem poziomej płaszczyzny i nie należy oczekiwać istotnego wpływu przepływu w dolnym mikrokanale na pole prędkości obserwowane w górnej części. W związku z tym w trakcie części pomiarów, dla zwiększenia maksymalnej prędkości cieczy, dolny symetrycznie umieszczony mikrokanal był blokowany i cały podawany strumień cieczy przepływał jedynie przez górny, analizowany pod mikroskopem kanał.

4.2. Stanowisko pomiarowe

Optyczna część stanowiska pomiarowego

Analiza eksperymentalna przepływu przez mikrokanal emulsyfikatora przeprowadzona była w oparciu o technikę μPIV . Zbudowany w ramach niniejszej pracy system μPIV składał się z mikroskopu, kamery cyfrowej i laserowego systemu oświetlającego. Ideowy schemat części optycznej stanowiska pomiarowego przedstawiony został na rysunku 2.4 na stronie 33. Głównym elementem stanowiska jest mikroskop epi-fluorescencyjny *Nikon ECLIPSE E-50i*, wyposażony w zestaw obiektywów i filtrów optycznych. Z uwagi, że plan eksperymentów zakładał między innymi wykonanie pomiarów na poziomej płaszczyźnie symetrii kanału wylotowego emulsyfikatora, konieczne było użycie obiektywu o dużej, co najmniej 12-milimetrowej długości roboczej (połowa wysokości kanału wylotowego + grubość górnej ścianki, która wynosiła 7.5mm). Wszystkie pomiary wykonane były przy użyciu przystosowanego do pomiarów fluorescencyjnych obiektywu *Nikon LU Plan Fluor* o 10-krotnym powiększeniu, aperturze numerycznej $NA = 0.30$ i długości roboczej $WD = 17.5\text{mm}$. Źródłem światła w przeprowadzonych eksperymentach był impulsowy laser typu Nd:YAG (*SoloPIV Nd YAG Lasers, New Wave Research Inc.*) emitujący 5-nanosekundowe impulsy światła o długości fali 532nm i energii 30mJ . Wiązka światła wychodząca z lasera wprowadzona była do układu „ramienia optycznego” (*ILA GmbH*), które pozwoliło w wygodny i bezpieczny sposób skierować ją do wnętrza mikroskopu. Pomiędzy końcówką ramienia optycznego a mikroskopem umieszczony został układ optyczny („beam expander”) formujący wiązkę tak, aby po wprowadzeniu do mikroskopu nie rozpraszała się na ściankach bocznych kanałów prowadzących tą wiązkę wewnątrz mikroskopu oraz żeby po przejściu przez obiektyw i dotarciu do analizowanego przepływu oświetlała cały obszar widoczny pod mikroskopem (zobacz rys. 2.4, str. 33). Przy formowaniu i wprowadzaniu wiązki do mikroskopu należy zachować ostrożność, gdyż nieumiejętny dobór elementów ją formujących czy też nieprecyzyjne wprowadzenie do mikroskopu może spowodować uszkodzenie

podzespołów mikroskopu¹. Z uwagi na skomplikowaną budowę (wiele soczewek) obecnie stosowanych obiektywów mikroskopowych, szczególnie łatwo jest doprowadzić do zogniskowania światła laserowego we wnętrzu obiektywu i jego uszkodzenia, nawet przy niedużej energii impulsów lasera Nd:YAG. W zbudowanym w ramach niniejszej pracy układzie należało uformować wiązkę światła, która miała na wejściu do mikroskopu średnicę około 15mm i była nieznacznie rozbieżna ($9 \div 10\text{mrad}$). Takie uformowanie wiązki osiągnięto za pomocą złożenia dwóch soczewek i holograficznej folii rozpraszającej *LSD®* (*LSD®Light Shaping Diffuser, Physical Optics Corporation, Torrance, CA, USA*). Fotografie układu formowania wiązki przedstawiono na rysunku 4.2. Pierwsza soczewka o ogniskowej +200mm zamontowana była na końcówce ramienia optycznego. W odległości 65mm od tej soczewki umieszczona była folia *LSD®* o kącie rozpraszania 10° , która podobnie jak zwykła soczewka wprowadzała zmianę kąta rozbieżności wiązki, dodatkowo powodując, że niemożliwe już było utworzenie z tej wiązki punktowego ogniska. Światło po przejściu przez folię *LSD®* ma postać podobną do światła przechodzącego przez układ soczewki i matówki. Dzięki temu uzyskano pewność, że nie nastąpi zogniskowanie wiązki lasera na pozostałych elementach optycznych układu i ich ewentualne uszkodzenie. W odległości 70mm od folii *LSD®* ustawiona była druga soczewka o ogniskowej +62mm. Tak uformowana wiązka była następnie precyzyjnie ustawiana w osi toru oświetlającego mikroskopu i wprowadzana do jego wnętrza.

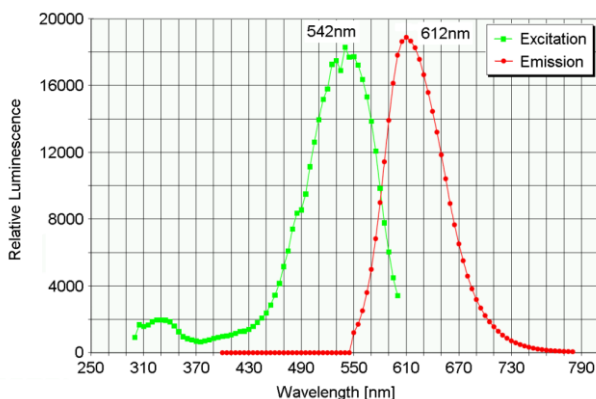


Rys. 4.2. Fotografia układu optycznego („beam expander”) formującego wiązkę światła laserowego do pożądanej postaci, składającego się kolejno (od lewej) z: końcówki „ramienia optycznego” z zamontowaną soczewką sferyczną o ogniskowej +200mm, folii holograficznej *LSD®* 10° i soczewki sferycznej +62mm

Zielony kolor światła oświetlającego (długość fali 532nm) narzucił własności optyczne, jakie powinny posiadać fluorescencyjne cząstki znacznikowe wykorzystane w eksperymentach. Ich maksimum wzbudzenia powinno być jak najbardziej zbliżone do długości fali światła oświetlającego. W przeprowadzonych pomiarach wykorzystano cząstki polistyrenowe wytworzone przez firmę *Duke Scientific Inc.*, które według danych dostarczonych przez producenta mają maksimum wzbudzenia światłem o długości fali 542nm, a maksymalna intensywność emisji jest dla światła o długości fali 612nm (światło o barwie czerwonej). Dokładną charakterystykę pasma wzbudzenia i emisji użytych fluorescencyjnych cząstek znacznikowych przedstawia dostarczony przez producenta rysunek 4.3. Dane te zostały potwierdzone przez pomiary wykonane spektroskopem *Ocean*

¹ Co zostało niestety empirycznie stwierdzone w trakcie pierwszych testów układu.

Optics RH-4000. Zmierzone widmo emisji cząstek wzbudzonych światłem laserowym o długości fali 532nm było niemal identyczne z rys. 4.3.



Rys. 4.3. Spektrum wzbudzenia i emisji użytych fluorescencyjnych cząstek znacznikowych [62]

Znając długość fali światła oświetlającego (532nm) i emitowanego przez cząstki (612nm) możliwe było dobranie właściwego bloku filtrów mikroskopu epi-fluorescencyjnego. Dla podanych długości fal światła wybrano blok typu TRITC (Ex 540/25, DM 565, BA 605/55), w którym filtr wzbudzający przepuszczał tylko światło o długości fali 540nm z szerokością „okna przepuszczającego” 25nm , zwierciadło dichroiczne miało granicę odbijanie-przepuszczanie zadaną jako 565nm , a drugi filtr (emisyjny) przepuszczał tylko światło o długości fali 605nm z „szerokością okna” 55nm . Tuż przed kamerą zamontowany był jeszcze dodatkowy filtr odcinający światło o długości fali poniżej 570nm (zobacz rys. 2.4 na stronie 33), aby zapewnić jak najpełniejsze wyeliminowanie rejestracji zielonego światła wzbudzającego, pozwalając przy tym na niezakłóconą rejestrację światła czerwonego, emitowanego przez fluorescencyjne cząstki znacznikowe.

Rejestrację obrazów wykonano przy użyciu czarno-białej specjalistycznej kamery CCD dedykowanej do pomiarów PIV (*SensiCam Double Shutter, PCO IMAGING*). Umożliwiała ona zapis 12-bitowych obrazów o rozdzielczości 1280×1024 piksele. Synchronizacja kamery i lasera wykonana była przy użyciu synchronizatora *ILA mini PIV-Synchronizer (ILA GmbH)*, a ich praca mogła być sterowana programowo z komputera PC. Po synchronizacji układ kamery i lasera pozwalał na rejestrację par zdjęć z minimalnym odstępem czasowym zdjęć w parze wynoszącym 200ns i częstotliwością rejestracji takich par równą 3.75Hz . Ograniczeniem ilości zdjęć możliwych do zapisania w jednej serii pomiarowej była pojemność pamięci operacyjnej komputera sterującego, która wynosiła 3GB i pozwalała na jednorazowe zarejestrowanie serii około 1200 par obrazów.

Układ wymuszający przepływ

Na potrzeby przeprowadzonych pomiarów zbudowano i wykorzystano dwa układy wymuszające przepływ przez model emulsyfikatora. Pozwalały one na zadawanie prędkości

mierzonych w mikrokanale praktycznie od zera do około 20 m/s , co odpowiadało maksymalnej liczbie Reynoldsa (opartej o wysokość mikrokanalu) równej około $Re \sim 7000$.

Pierwszy układ, zbudowany był na bazie precyzyjnej mikro-pompy zębatej *Digital Gear Pump, Cole-Parmer Instrument Co.*, wyposażonej w głowicę *Suction Shoe Pump Head, Cole-Parmer Instrument Co.* Dodatkowo układ składał się ze zbiornika wyrównawczego o pojemności około 300 cm^3 i przewodów o średnicy 8 mm , łączących elementy układu (rys. 4.4a). Pompa zasysała ciecz ze zbiornika wyrównawczego i przetłaczając ją przez model emulsyfikatora z powrotem zwracała do zbiornika. Zestaw ten zapewniał maksymalny strumień objętościowy podawania cieczy równy około $55 \text{ cm}^3/\text{s}$, co przy otwartym tylko jednym mikrokanale emulsyfikatora odpowiadało liczbie Reynoldsa w mikrokanale $Re \sim 3300$. Przedstawiony system zaprojektowano tak, aby pracował w układzie zamkniętym z jak najmniejszą ilością cieczy niezbędnej do jego napełnienia. Podyktowane to było względami ekonomicznymi, gdyż używane jako posiew fluorescencyjne cząstki znacznikowe są bardzo drogie. Starając się zminimalizować objętość cieczy używanej do pomiarów minimalizowano również niezbędną ilość cząstek znacznikowych i tym samym koszty przeprowadzenia eksperymentów.

W pracy zaplanowano wykonanie pomiarów przy liczbach Reynoldsa wyższych niż 3300, których nie była w stanie zapewnić używana pompa zębata. W celu wymuszania przepływów z większymi prędkościami zaprojektowano i zbudowano drugi, ciśnieniowy układ podawania cieczy (rys. 4.4b), dzięki któremu możliwe było uzyskanie wydatków do $210 \text{ cm}^3/\text{s}$, co pozwalało na osiągnięcie liczby Reynoldsa w mikrokanale równej około 7000 (przy otwartych dwóch mikrokanalach emulsyfikatora). Układ ten składał się z butli ze sprężonym azotem, ciśnieniowego zbiornika wyrównawczo-regulacyjnego, dwóch zbiorników na ciecz: zasilającego i odbiorczego oraz systemu przewodów ciśnieniowych, zaworów i czujników ciśnienia. Żądana prędkość przepływu osiągana była poprzez zadanie odpowiedniego, wyznaczonego wcześniej w procesie kalibracji, ciśnienia w zbiorniku wyrównawczo-regulacyjnym. Azot zgromadzony w tym zbiorniku był kierowany do zbiornika zasilającego i wymuszał przepływ wody w nim zawartej przez badany mikroukład do zbiornika odbiorczego. Aby zachować stałą wartość wydatku podczas pomiaru, ciśnienie wymuszające przepływ również musiało być utrzymywane na stałym poziomie. Z tego powodu do układu był dołączony zbiornik wyrównawczo-regulacyjny, którego objętość była około sto razy większa od objętości cieczy, którą należało przetłoczyć w jednej próbie eksperymentalnej. Pozwalało to przyjąć założenie, że podczas pomiaru ciśnienie azotu w zbiorniku wyrównawczo-regulacyjnym nie ulega zmianom (w rzeczywistości ciśnienie to spadało o ok. 1%, co jest wartością, która była zaniedbywana). Niestety taka konstrukcja nie zapewniała pracy „ciągłej” układu. Dlatego przy projektowaniu układu miano na uwadze możliwość spowodowania szybkiego i łatwego powrotu cieczy ze zbiornika odbiorczego do zasilającego. Z tego powodu zbiornik odbiorczy był umieszczony wyżej niż zbiornik zasilający. Po wykonanej jednej próbie pomiarowej, od zbiornika zasilającego odcinane było wysokie ciśnienie azotu, co pozwalało na grawitacyjny powrót cieczy ze zbiornika odbiorczego do zasilającego. Z uwagi na koszt cząstek znacznikowych, również starano się ograniczyć objętość

użytej cieczy, w przypadku tego układu do około $1.5dm^3$. Taka ilość cieczy wystarczała na realizację przepływu trwającą około 5 sekund, co pozwalało w jednej próbie zarejestrować do 10-15 par obrazów. Aby uzyskać zadowalającą ilość danych pomiarowych, niezbędną do statystycznej analizy ruchu turbulentnego, konieczne było nawet kilkudziesięciokrotne uruchamianie przepływu i powtarzanie tego samego pomiaru.



Rys. 4.4. Stanowisko pomiarowe techniką μ PIV: a – układ z wymuszaniem przepływu za pomocą pompy zębatej, b – układ z wymuszaniem przepływu przez specjalnie zbudowany układ ciśnieniowy

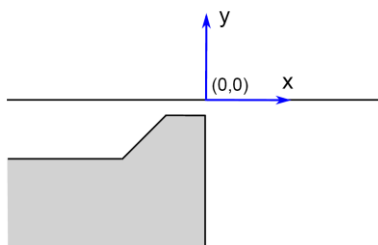
Płyn użyty do eksperymentów

Wszystkie eksperymenty przeprowadzono z użyciem wody dejonizowanej, która przed pomiarami była odgazowana poprzez kilkukrotne doprowadzenie do stanu wrzenia. Do pomiarów użyto polistyrenowych cząstek znacznikowych o średnicy $2\mu m$ (*Fluorescent Polymer Microspheres – aqueous, Duke Scientific Inc.*). Optymalna koncentracja cząstek wynosiła $35 \cdot 10^6 \frac{\text{cząstek}}{\text{cm}^3}$ (dobór koncentracji cząstek opisany został w Dodatku B na końcu pracy). Aby zmniejszyć napięcie powierzchniowe i ograniczyć koalescencję cząstek, do przygotowanej zawiesiny dodano substancję powierzchniowo czynną *SDS (Sodium Dodecyl Sulfate, Polskie Odczynniki Chemiczne S.A.)* w stężeniu masowym 0.001%. Do pomiarów, w których wykorzystana była pompa zębata należało przygotować około $300cm^3$ zawiesiny cząstek znacznikowych w wodnym roztworze *SDS*, a do pomiarów, w których przepływ wymuszany był za pomocą układu ciśnieniowego – około $1.5dm^3$.

4.3. Przebieg eksperymentów

Przepływy turbulentne, z uwagi na chaotyczną naturę, opisywane i analizowane są z wykorzystaniem statystycznych narzędzi matematycznych. Dlatego też podczas eksperymentów należało zgromadzić dostatecznie dużą ilość danych pomiarowych, niezbędną do tej analizy statystycznej. Pomiary przeprowadzono w kilku wybranych lokalizacjach

zdefiniowanych poniżej. Jako środek układu współrzędnych (rys. 4.5), względem którego określone będą położenia wszystkich pomiarów, wybrano punkt będący przecięciem płaszczyzny wylotowej mikrokanалу (kierunek x), płaszczyzny górnej ścianki mikrokanалу (kierunek y) i płaszczyzny symetrii całego modelu (kierunek z).

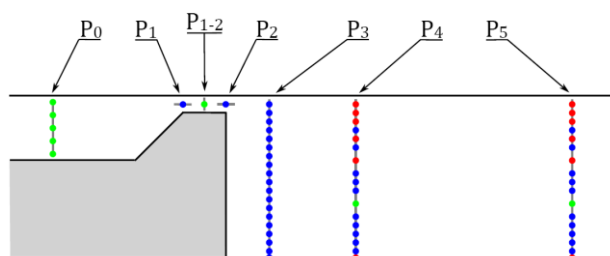


Rys. 4.5. Położenie środka układu współrzędnych względem modelu emulsyfikatora. Kierunek osi z jest prostopadły do płaszczyzny obrazu, a $z = 0$ znajduje się w połowie szerokości modelu (płaszczyzna symetrii)

Specyfika techniki PIV powoduje, że wynikiem pojedynczego pomiaru w opisywanych eksperymentach jest dwuwymiarowe pole prędkości, położone w płaszczyźnie $x - z$. Wielkość tego pola określona jest przez powiększenie użytego obiektywu mikroskopowego oraz rozmiar matrycy CCD kamery i jej odległości od płaszczyzny w mikroskopie, na której tworzony jest obraz pozorny obserwowanego przepływu. Wszystkie pomiary przeprowadzone były przy jednakowej konfiguracji stanowiska (opis zamieszczony w rozdziale 4.2), a rzeczywisty rozmiar każdego zmierzonego pola prędkości był równy $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$.

Wszystkie pomiary wykonano w ten sposób, że środek kadru kamery (otrzymanych pól prędkości) położony był zawsze na pionowej płaszczyźnie symetrii modelu ($z = 0\text{mm}$), a zmian położenia dokonywano jedynie w płaszczyźnie $x - y$. Punkty pomiarowe, zaznaczone na rysunku 4.6 niebieskimi, zielonymi i czerwonymi kropkami, zlokalizowano w wybranych, charakterystycznych obszarach modelu: w kanale wlotowym (punkty P_0), w mikrokanale (punkty P_1 , P_{1-2} i P_2) oraz w kanale wylotowym (punkty P_3 , P_4 i P_5). Dla obszaru P_0 położonego 3mm przed wlotem do mikrokanалу ($x = -4\text{mm}$) wykonano pomiary na pięciu różnych wysokościach tak, aby uzyskać informację o profilu prędkości pomiędzy jego ściankami górną i dolną. Położenie P_1 zlokalizowane jest na wlocie do mikrokanалу ($x = -1\text{mm}$) w połowie jego wysokości ($y = -0.2\text{mm}$) i po równo obejmuje obszar przed mikrokanalem (jedna połowa pola prędkości) i w mikrokanale (druga połowa pola prędkości). Podobnie zlokalizowane są pomiary oznaczone jako P_2 - tylko, że jedna połowa kadru znajduje się w mikrokanale, a druga tuż za nim ($x = 0\text{mm}$). Punkty P_{1-2} leżą w połowie długości mikrokanалу ($x = -0.5\text{mm}$), na trzech różnych, równo-rozmieszczonych wysokościach pomiędzy ściankami górną i dolną (z uwagi na czytelność, dla położenia P_{1-2} na rysunku 4.6 zaznaczono tylko jeden punkt pomiarowy, położony w połowie wysokości mikrokanалу). W kanale wylotowym emulsyfikatora wykonano pomiary w trzech odległościach od wylotu mikrokanалу: $x = 1\text{mm}$ (położenie P_3), $x = 3\text{mm}$ (położenie P_4) oraz $x = 8\text{mm}$ (położenie P_5). Położenia P_3 , P_4 i P_5 w kierunku osi y obejmowały obszar od górnej ścianki emulsyfikatora

($y = 0\text{mm}$; w rzeczywistości pierwszy pomiar wykonany był 0.1mm pod górną ścianką, czyli dla $y = -0.1\text{mm}$) do jego poziomej płaszczyzny symetrii ($y = -3.75\text{mm}$).



Rys. 4.6. Położenie punktów pomiarowych w eksperymencie modelu emulsyfikatora. Zielone punkty odpowiadają pomiarom przy liczbach Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 3337$, punkty niebieskie – pomiarom przy $Re = 6770$, a czerwone są wspólne dla $Re = 991 \div 3337$ i $Re = 6770$

Eksperymenty wykonano dla przepływów z liczbami Reynoldsa równymi: 991, 1839, 2804 i 3337 dla położen: P_0 , P_{1-2} , P_4 i P_5 . W celu sprawdzenia struktury przepływu przy wyższych prędkościach, wykonano dodatkowe pomiary przy liczbie Reynoldsa równej 6770 dla położen P_1 , P_2 , P_3 , P_4 i P_5 .

Na rysunku 4.6 zielone kropki odpowiadają eksperymentom wykonanym przy liczbach Reynoldsa z zakresu $991 \div 3337$, kropki niebieskie pomiarom przy $Re = 6770$, a czerwone – zarówno pomiarom dla $Re = 991 \div 3337$, jak i $Re = 6770$. Zestawienie wszystkich wykonanych pomiarów, wraz z ich położeniem w modelu emulsyfikatora i wartościami liczby Reynoldsa, przy których zostały wykonane, znajduje się w tabeli C.1 w dodatku C na końcu pracy.

Dla każdej serii pomiarowej (dana wartość liczby Reynoldsa i wybrane położenie w modelu) zarejestrowano od 100 do 500 chwilowych pól prędkości (par obrazów). W trakcie wszystkich eksperymentów zarejestrowano w sumie około 50 tysięcy par obrazów, które zajęły około 120GB przestrzeni dyskowej komputera kontrolującego przebieg pomiarów.

4.4. Wyniki pomiarów

Jak już wspomniano na wstępie zasadniczy cel pracy stanowiło zbadanie struktury przepływu w modelu emulsyfikatora, zidentyfikowanie ewentualnego przejścia laminarno-turbulentnego w mikrokanale tego emulsyfikatora oraz zlokalizowanie obszarów maksymalnych wartości dyssypacji energii turbulencji, będących prawdopodobnym miejscem generacji najmniejszych kropelek emulsji. Dla zrealizowania tego celu wykonano metodą μPIV kilkanaście tysięcy pomiarów pól prędkości w kilkudziesięciu miejscach przed wlotem do mikrokanalu, w mikrokanale i obszarze wylotu z mikrokanalu (patrz Dodatek C). Pomiary te pozwoliły na ilościowy opis przepływu w tych wybranych obszarach, uznanych za reprezentatywne dla analizy struktury przepływu i późniejszych porównań z rozwiązaniami numerycznymi. Wynikiem jednego pomiaru μPIV było chwilowe pole dwóch składowych

prędkości u_x i u_z , a maksymalny błąd pomiaru może wynosić 5% (Dodatek A). Uzyskane chwilowe pola prędkości położone są w płaszczyźnie $x - z$ i mają rozmiar $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$. Grubość analizowanej warstwy przepływu jest równa opisanej w rozdziale 2.2 głębi korelacji i wynosi około $36\mu\text{m}$ (Dodatek D). Można więc przyjąć, że uzyskane pola wektorowe stanowią projekcję pola prędkości na wybraną płaszczyznę.

Aby opisać turbulentny charakter przepływu, dla każdego zmierzonego pola prędkości wyznaczane było pole fluktuacji w kierunkach x oraz z , według zależności:

$$u_x = \langle u_x \rangle + u'_x, \quad u_z = \langle u_z \rangle + u'_z, \quad (4.1)$$

gdzie $\langle u \rangle$ jest wartością średnią prędkości, a u' częścią fluktuacyjną prędkości. Na podstawie pól fluktuacji prędkości można zdefiniować całkowitą energię kinetyczną turbulencji, jako:

$$TKE = 0.5(\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle + \langle u_z'^2 \rangle). \quad (4.2)$$

W przeprowadzonych eksperymentach techniką μPIV wyznaczane były dwuwymiarowe pola prędkości, przez co nie jest możliwe wyznaczenie całkowitej energii kinetycznej turbulencji TKE według definicji (4.2). Z tego powodu wprowadzono zmodyfikowaną energię kinetyczną turbulencji tke_{xz} , zdefiniowaną jako:

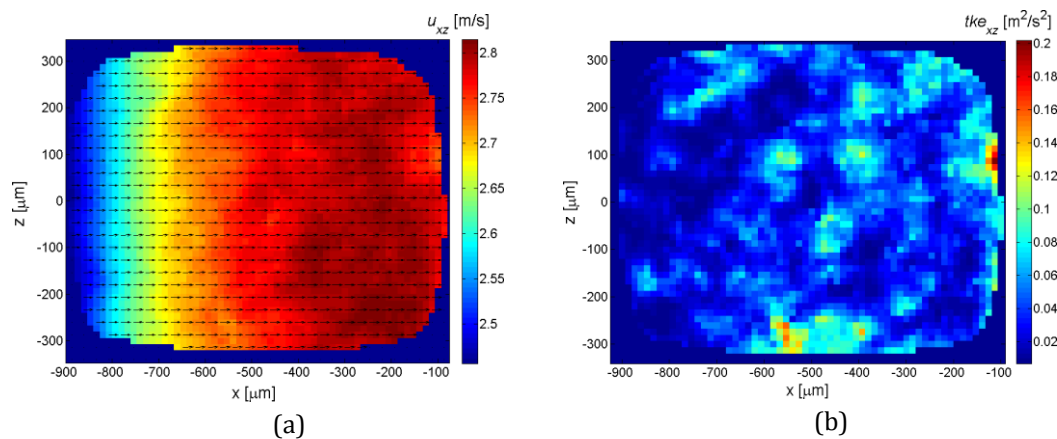
$$tke_{xz} = \langle u_x'^2 \rangle + \langle u_z'^2 \rangle. \quad (4.3)$$

Celem zbadania przejścia laminarno-turbulentnego pomiary wykonano dla narastających wydatków przepływu, zwiększając tym samym liczbę Reynoldsa w mikrokanale od 991 do 6770. Dla każdego pomiaru otrzymano kilkaset chwilowych pól prędkości, które zawierały od 300 do 800 indywidualnych wektorów¹. Tak duża liczba informacji umożliwiła wyznaczenie zarówno przestrzennych, jak i czasowych charakterystyk pola turbulencji. Poniżej przedstawiono dla kolejnych liczb Reynoldsa chwilowe pola prędkości oraz pola energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} zmierzone w mikrokanale (położenia P_1 , P_{1-2} i P_2) dla przekroju $y = -0.2\text{mm}$.

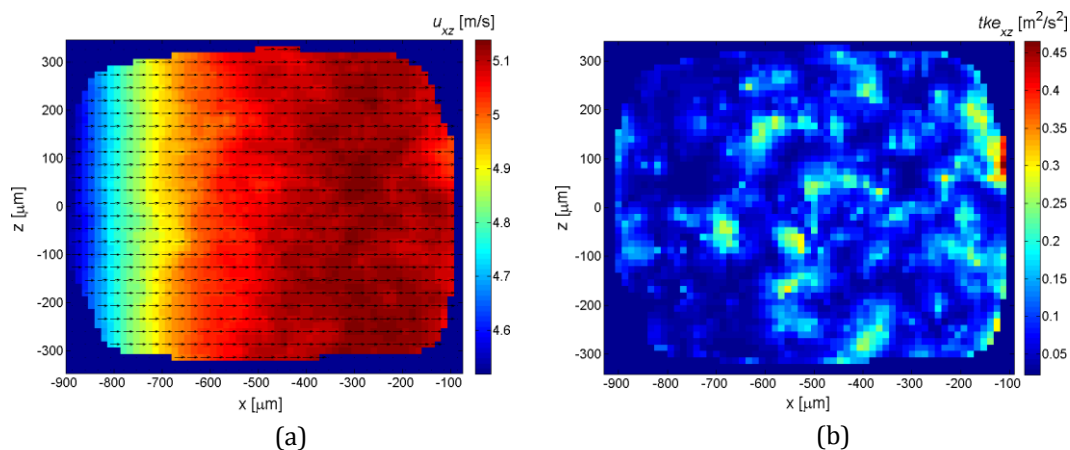
Wyniki przedstawione na rysunkach 4.7 i 4.8 otrzymano odpowiednio dla $Re = 991$ i $Re = 1839$, czyli przy niemal dwukrotnym zwiększeniu liczby Reynoldsa. Na rysunkach 4.7a i 4.8a pokazane są pola prędkości średniej z widocznymi nieznacznymi niejednorodnościami. Pokazane na rysunkach 4.7b i 4.8b wartości energii kinetycznej turbulencji opisują ilościowo te fluktuacje. Dla $Re = 991$ energia tke_{xz} wynosi maksymalnie $0.2\text{ m}^2/\text{s}^2$, a dla $Re = 1839$ -

¹ Chwilowe pola prędkości otrzymane w rezultacie analizy μPIV zawierają po 3380 wektorów prędkości. Jednak z uwagi na niewielką koncentrację cząstek znacznikowych, faktyczna informacja zawarta jest dla $300 \div 800$ punktów analizowanego obszaru, w zależności od liczby cząstek znajdujących się w rejestrowanym obszarze przepływu w chwili pomiaru. Dalsza analiza otrzymanych pól prędkości wymagała interpolowania otrzymanych wyników na regularną siatkę, dzięki czemu z każdego pomiaru otrzymywano w rezultacie pole 65×52 wektorów.

$0.45 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Jednak wartości średnie tke_{xz} wynoszą odpowiednio $0.04 \text{ m}^2/\text{s}^2$ i $0.09 \text{ m}^2/\text{s}^2$, co daje dla obu liczb Reynoldsa średnią wartość fluktuacji¹ odniesioną do prędkości maksymalnej na poziomie 5-6%.



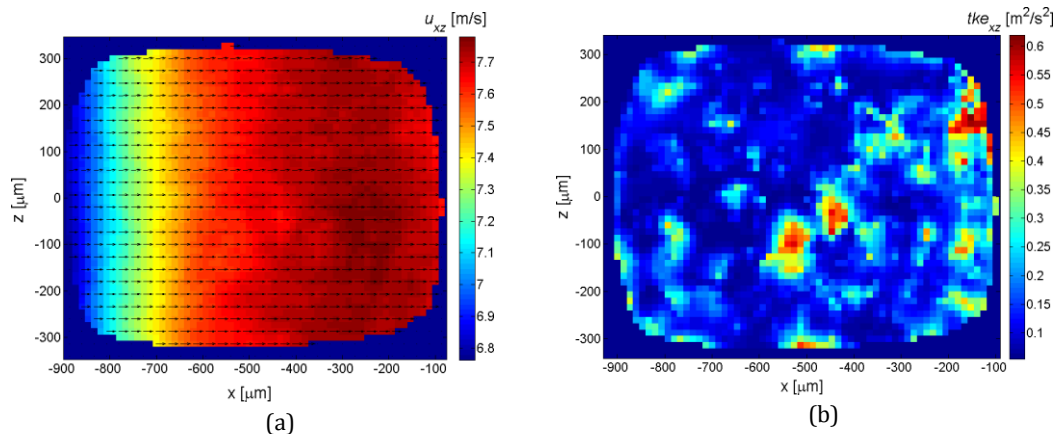
Rys. 4.7. Liczba Reynoldsa $Re = 991$. Wektorowe pole prędkości średniej (a) i energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} (b) zmierzone w lokalizacji P₁₋₂ w odległości 0.2 mm pod górną ścianką mikrokanalu. Kolory odpowiadają wartości bezwzględnej pola wektorowego. Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pół prędkości wynoszą $854 \mu\text{m} \times 683 \mu\text{m}$



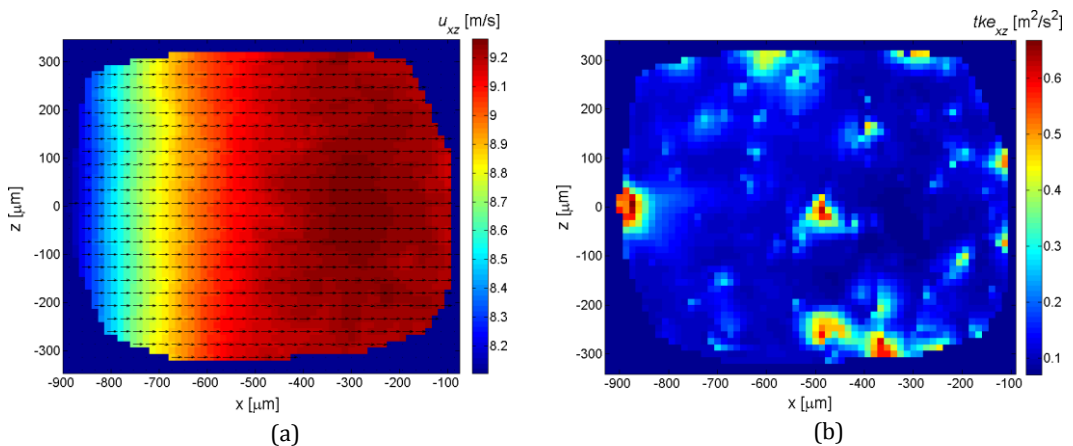
Rys. 4.8. Liczba Reynoldsa $Re = 1839$. Wektorowe pole prędkości średniej (a) i energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} (b) zmierzone w lokalizacji P₁₋₂ w odległości 0.2 mm pod górną ścianką mikrokanalu. Kolory odpowiadają wartości bezwzględnej pola wektorowego. Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pół prędkości wynoszą $854 \mu\text{m} \times 683 \mu\text{m}$

¹ Fluktuacje prędkości są pierwiastkiem z energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} ; pierwiastek z tke_{xz} jest też powszechnie stosowanym parametrem RMS (Root - Mean - Square).

Na kolejnych rysunkach 4.9 i 4.10 przedstawiono analogiczne wyniki uzyskane dla przepływów z liczbami Reynoldsa 2804 i 3337. Jak można zauważyć, dalsze zwiększanie liczby Reynoldsa nie spowodowało istotnego wzrostu rejestrowanych fluktuacji prędkości. Dla $Re = 2804$ i $Re = 3337$ średnia energia kinetyczna turbulencji wynosiła około $0.15 \text{ m}^2/\text{s}^2$, co dawało fluktuacje odpowiednio na poziomie 4.7% i 4.2% prędkości maksymalnej.



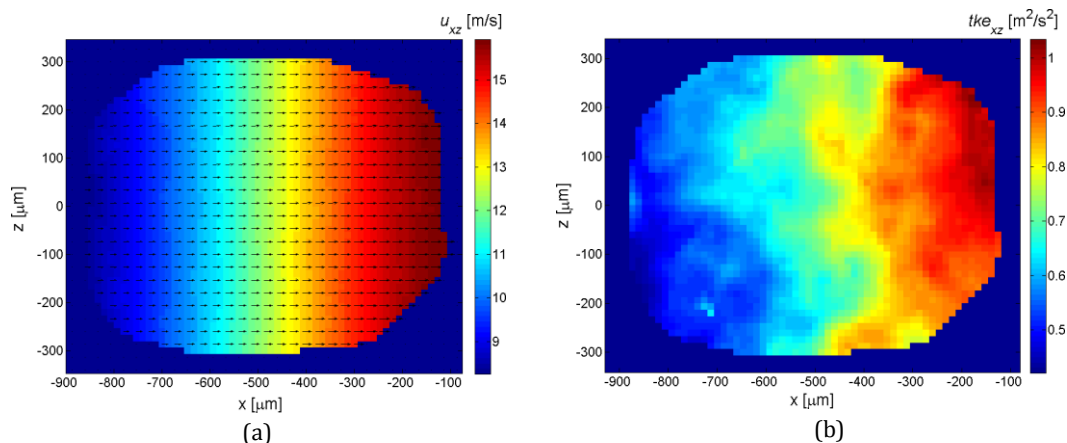
Rys. 4.9. Liczba Reynoldsa $Re = 2804$. Wektorowe pole prędkości średniej (a) i energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} (b) zmierzone w lokalizacji P₁₋₂ w odległości 0.2mm pod górną ścianką mikrokanalu. Kolory odpowiadają wartości bezwzględnej pola wektorowego. Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pół prędkości wynoszą $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$



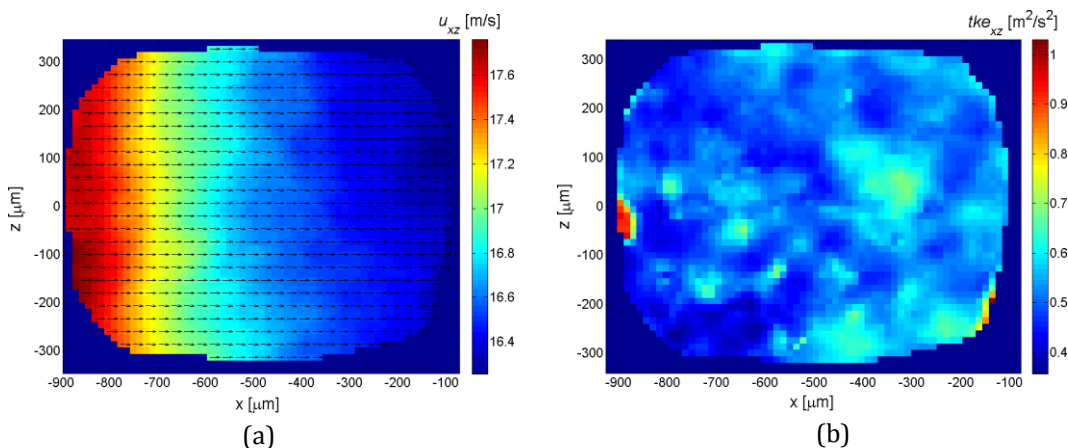
Rys. 4.10. Liczba Reynoldsa $Re = 3337$. Wektorowe pole prędkości średniej (a) i energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} (b) zmierzone w lokalizacji P₁₋₂ w odległości 0.2mm pod górną ścianką mikrokanalu. Kolory odpowiadają wartości bezwzględnej pola wektorowego. Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pół prędkości wynoszą $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$

Jak można zatem zauważyć, pomimo ponad trzykrotnego wzrostu liczby Reynoldsa od 991 do 3337, obserwowane fluktuacje pola prędkości nie przekraczają kilku procent prędkości maksymalnej, czyli mieszczą się w granicach błędów pomiaru. Możemy więc przyjąć, że dla liczb

Reynoldsa mniejszych niż 3337 przepływ jest laminarny w całym obszarze mikrokanala. Kolejne podwojenie liczby Reynoldsa do wartości 6770 pozwoliło na zarejestrowanie nadal niewielkich fluktuacji pola prędkości w mikrokanale¹, zbliżonych do wcześniejszych wartości świadczących o bardzo małym zaburzeniu przepływu (rys. 4.11 i 4.12).



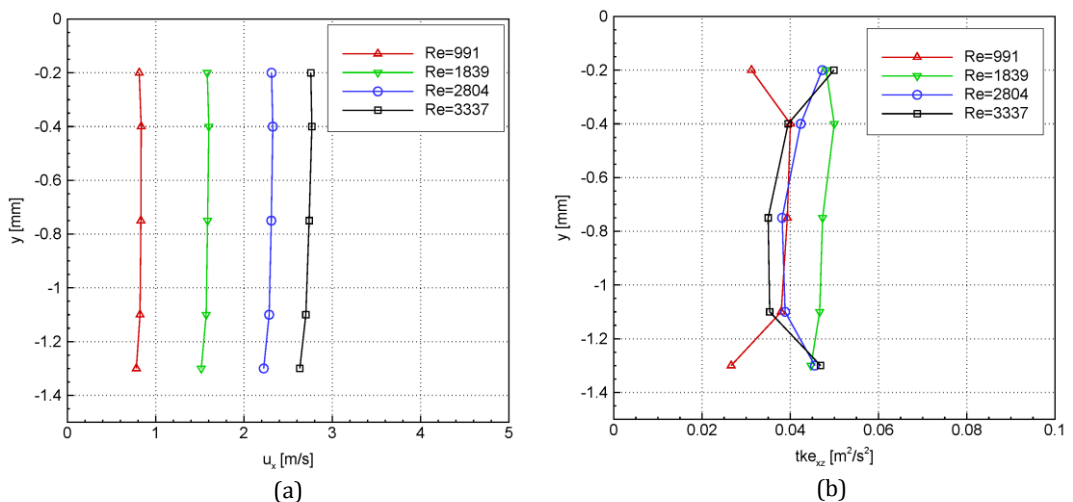
Rys. 4.11. Liczba Reynoldsa $Re = 6770$. Wektorowe pole prędkości średniej (a) i energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} (b) zmierzone w lokalizacji P₁ (wlot do mikrokanala, 0,2mm pod górną ścianką). Kolory odpowiadają wartości bezwzględnej pola wektorowego. Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pól prędkości wynoszą $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$



Rys. 4.12. Liczba Reynoldsa $Re = 6770$. Wektorowe pole prędkości średniej (a) i energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} (b) zmierzone w lokalizacji P₂ (wylot z mikrokanala, 0,2mm pod górną ścianką). Kolory odpowiadają wartości bezwzględnej pola wektorowego. Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pól prędkości wynoszą $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$

¹ Zarejestrowano podobny względny poziom fluktuacji, czyli fluktuacji odniesionych do prędkości maksymalnej; bezwzględna wartość fluktuacji wyrażona jako energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} oczywiście uległa zwiększeniu, do $0.62\text{ m}^2/\text{s}^2$.

Istniejące fluktuacje pola prędkości w mikrokanale nawet dla najwyższej rozpatrywanej liczby Reynoldsa są na poziomie 4-5% prędkości maksymalnej. Można więc przyjąć, że mimo znacznego przekroczenia krytycznej liczby Reynoldsa, przepływ w tym obszarze nadal pozostaje laminarny. Interesujące jest porównanie tych obserwacji z charakterystykami przepływu przed wlotem do mikrokanalu i w obszarze wylotu. W tym celu zebrano poniżej rezultaty pomiarów w postaci wartości uśrednionych po obszarze pomiarowym. Na rysunku 4.13a pokazany jest profil prędkości u_x zmierzony w kanale wlotowym emulsyfikatora o wysokości 1.5 mm . Profil został wykreślony w oparciu o prędkość uśrednioną zarówno po przestrzeni (chwilowe pole prędkości było przestrzennie uśredniane do jednej wartości), jak i po czasie (średnia z wielu chwilowych prędkości). Wykonując pomiary na różnych głębokościach kanału (różne wartości współrzędnej y), możliwe było wykreślenie pionowych profili prędkości, pomiędzy górną i dolną ścianką kanału. Rysunek 4.13a pokazuje tak wyznaczone profile prędkości dla przepływów z liczbami Reynoldsa od 991 do 3337. Maksymalna prędkość zarejestrowana była dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$ i wynosiła $u_x = 2.77\text{ m/s}$.

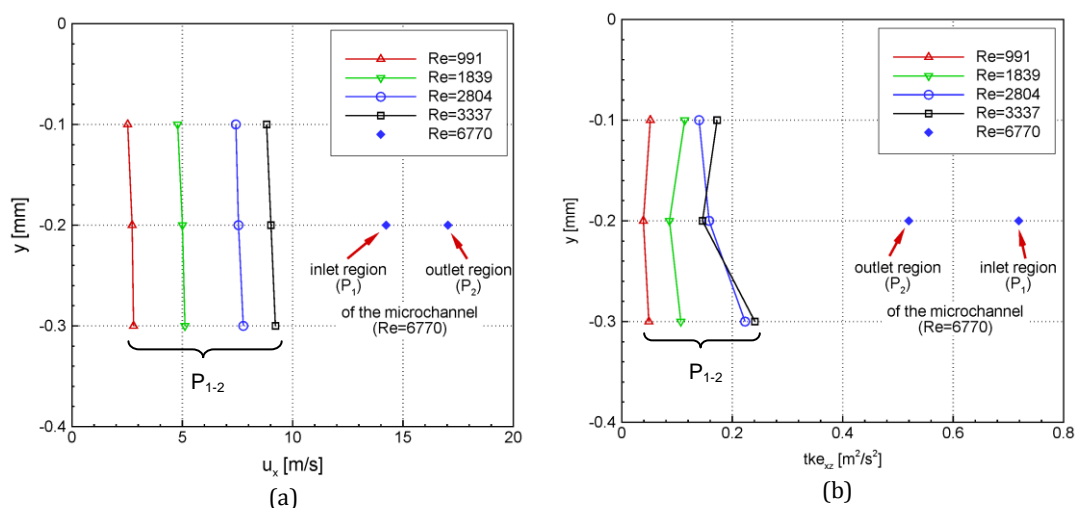


Rys. 4.13. Wyniki pomiarów μPIV w kanale wlotowym emulsyfikatora (lokalizacja P_0) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 3337$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}

Na rysunku 4.13b zamieszczono profile wcześniej zdefiniowanej energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} (wzór 4.3) w kanale wlotowym emulsyfikatora. Jak można zauważyć, dla przepływów z liczbami Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 3337$ wartości tke_{xz} wynoszą od około $0.025\text{ m}^2/\text{s}^2$ do $0.05\text{ m}^2/\text{s}^2$. Tak niskie wartości świadczą o tym, że w analizowanym przepływie w kanale wlotowym brak jest znaczących fluktuacji prędkości i przepływ może zostać określony jako laminarny.

Kanal wlotowy gwałtownie zmniejszając swoją wysokość przechodzi we właściwy mikrokanal emulsyfikatora. Dla przepływu z maksymalną liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ następuje tutaj silne przyspieszanie przepływu do około 14 m/s w przekroju wlotowym

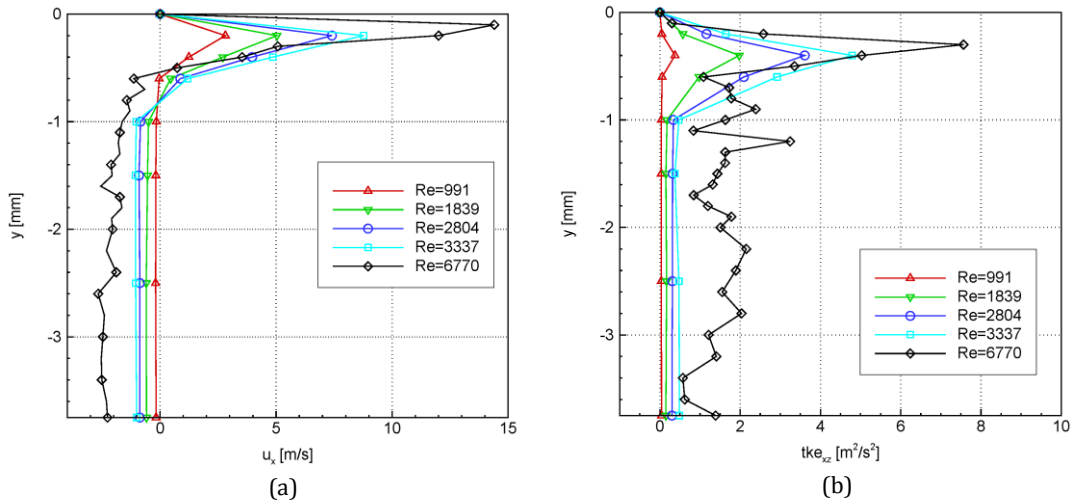
mikrokanalu. Rysunek 4.14a przedstawia zmierzone profile prędkości w mikrokanale. Liniami ciągłymi zaznaczono profile prędkości w lokalizacji P_{1-2} (środek długości mikrokanalu) wyznaczone dla przepływów z liczbami Reynoldsa do 3337. Prędkość dla $Re = 3337$ osiąga wartość $u_x \cong 9 \text{ m/s}$. Dla przepływu z najwyższą liczbą Reynoldsa, tj. $Re = 6770$ wyznaczono prędkość w obszarze wlotowym (P_1) i wylotowym (P_2) mikrokanalu. Zmierzone wartości zaznaczone zostały na rysunku 4.14a jako niebieskie punkty w kształcie diamentów. Możemy zauważyć, że maksymalna prędkość zarejestrowana na wlocie do mikrokanalu wynosi około 14 m/s , zaś na wylocie ok. 17 m/s . Tak duża prędkość i odpowiadająca jej wartość liczby Reynoldsa $Re = 6770$ (wyznaczona w oparciu o wysokość mikrokanalu $h = 400 \mu\text{m}$) powoduje, że uzasadnione jest przypuszczenie o burzliwym charakterze przepływu w mikrokanale. Przedstawione na rysunku 4.14b profile energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} wskazują jednak na bardzo niskie wartości fluktuacji prędkości, sięgające maksymalnie $0.72 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Niewielkie fluktuacje na wylocie z mikrokanalu, sięgające do 5% prędkości maksymalnej, świadczą o braku istotnych zaburzeń przepływu. Jednakże można się spodziewać, że w dalszej części emulsyfikatora, z uwagi na wzrost wymiarów kanału, te niewielkie zaburzenia będą wzmacniane i w konsekwencji mogą doprowadzić do rozwoju turbulencji.



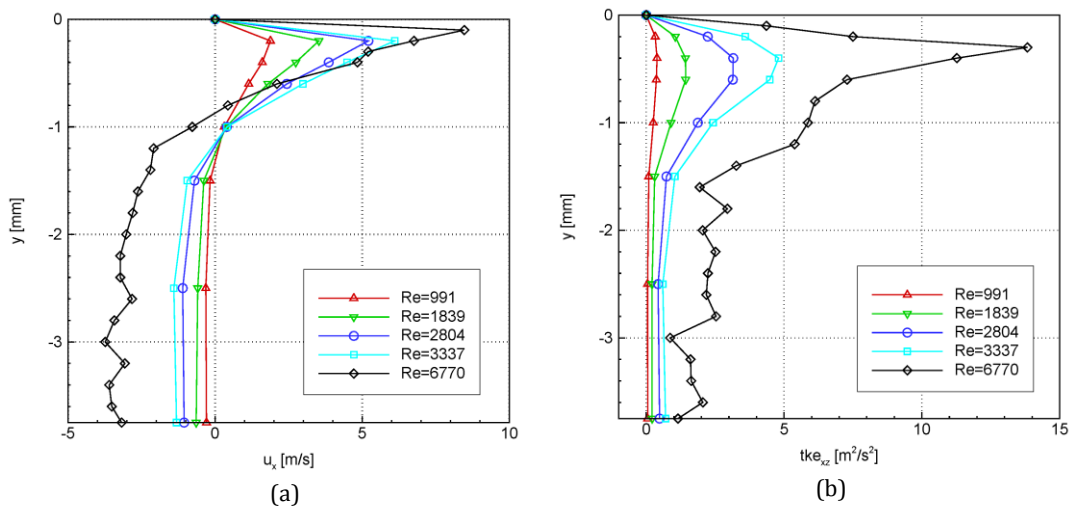
Rys. 4.14. Wyniki pomiarów μPIV w mikrokanale emulsyfikatora (lokalizacja P_1 , P_2 i P_{1-2}) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} . Linie ciągłe przedstawiają pomiary w lokalizacji P_{1-2} . Dodatkowo zaznaczono niebieskimi symbolami w kształcie diamentów wyniki pomiarów w obszarze wlotowym (P_1) i wylotowym (P_2) mikrokanalu, wykonanych dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$

Profile prędkości u_x i energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} wyznaczone w kanale wylotowym emulsyfikatora (lokalizacje P_4 i P_5) pokazane na rysunkach 4.15 i 4.16 potwierdzają przewidywania, że silne zaburzenia przepływu pojawiają się dopiero w kanale wylotowym emulsyfikatora. W odległości 3 mm od wylotu mikrokanalu prędkość u_x dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ osiąga maksymalną wartość 14.4 m/s (rys. 4.15a), a

wartość energii turbulencji $tke_{xz} = 7.6 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (rys. 4.15b). Świadczy to o tym, że prędkość przepływu w odległości 0.2 mm od górnej ścianki kanału wylotowego uległa nieznacznemu zmniejszeniu w porównaniu z prędkością zmierzoną w mikrokanale, ale energia turbulencji uległa ponad dziesięciokrotnemu zwiększeniu.



Rys. 4.15. Wyniki pomiarów μPIV w kanale wylotowym emulsyfikatora, 3 mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_4) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}



Rys. 4.16. Wyniki pomiarów μPIV w kanale wylotowym emulsyfikatora, 8 mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_5) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}

Wraz ze zwiększaniem odległości od wylotu mikrokanalu prędkość w pobliżu górnej ścianki kanału wylotowego ulega zmniejszaniu, z jednoczesnym wzrostem energii kinetycznej

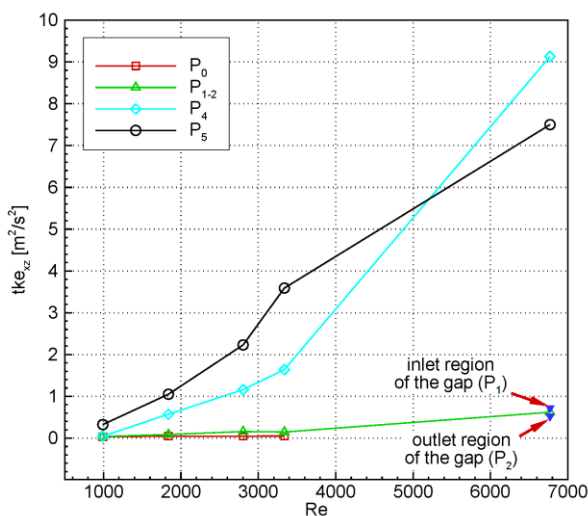
turbulencji. W odległości 8mm od mikrokanalu prędkość u_x wynosi maksymalnie 8.5 m/s , a $tke_{xz} = 13.8\text{ m}^2/\text{s}^2$.

Bazując na wynikach przeprowadzonych pomiarów μPIV można stwierdzić, że w kanale wlotowym emulsyfikatora i jego mikrokanale przepływ ma charakter laminarny. Brak jest tutaj istotnych zaburzeń i fluktuacji prędkości, a energia turbulencji będąca miarą tych fluktuacji, pomimo wysokiej liczby Reynoldsa ($Re = 6770$) pozostaje na niskim poziomie, maksymalnie równym $0.72\text{ m}^2/\text{s}^2$. Narastające zaburzenia przepływu, wyrażające się jako wzrost fluktuacji prędkości obserwowane są dopiero za mikrokanalem, w kanale wylotowym emulsyfikatora. Przepływ ma tutaj strukturę silnego strumienia wypływającego z mikrokanalu i podążającego przy górnej ściance w kierunku rosnących wartości osi x (zobacz rys. 4.5 na str. 49). Im dalej od wylotu mikrokanalu tym strumień ten ulega silniejszemu „rozmyciu”, tzn. wskutek mieszania się z płynem będącym w kanale wylotowym szerokość tego strumienia ulega zwiększaniu, a prędkość zmniejszaniu. Następuje tu silne mieszanie cieczy zawartej w strumieniu płynącym z dużą prędkością z cieczą o znacznie niższej prędkości, wypełniającą kanał wylotowy. Wskutek tego mieszania, na granicy obszarów o dużej i małej prędkości następuje istotny wzrost fluktuacji prędkości. Na przedstawionych profilach widoczne jest to jako wzrost energii turbulencji tke_{xz} , która w mikrokanale miała niską wartość, ale wyraźnie rosła wraz z oddalaniem się od wylotu mikrokanalu (por. rys. 4.14b, 4.15b i 4.16b). Warto też zauważyć, że w kanale wylotowym tworzy się strefa silnej recyrkulacji. W pobliżu górnej ścianki kanału wylotowego prędkość ma dużą wartość dodatnią, która dla położenia P_5 mniej więcej w odległości 1mm od górnej ścianki spada do zera i następnie, przy dalszym oddalaniu się od górnej ścianki, zmienia kierunek, co widoczne jest jako wartości ujemne na profilu u_x (rys. 4.16a). W pobliżu osi symetrii emulsyfikatora, w przepływie z liczbą Reynoldsa równą $Re = 6770$, prędkość „zwrotna” w strefie recyrkulacji osiąga wartość do -4 m/s .

Podsumowanie zmian intensywności fluktuacji prędkości przedstawione zostało na rysunku 4.17. Wykreślono na nim energię kinetyczną turbulencji tke_{xz} w funkcji liczby Reynoldsa dla poszczególnych lokalizacji w emulsyfikatorze. Linie czerwona i zielona (lokalizacja P_0 i P_{1-2}) reprezentują wartości tke_{xz} wyznaczone odpowiednio w kanale wlotowym oraz w mikrokanale. Dla tych obszarów widoczny jest tylko niewielki wpływ zmian liczby Reynoldsa na wartość fluktuacji prędkości, które pomimo sześciokrotnego wzrostu liczby Reynoldsa pozostają na niskim poziomie. Odmiennej charakter zmian tke_{xz} obserwowany jest w kanale wylotowym emulsyfikatora. Linie niebieska i czarna wykreślone zostały odpowiednio dla lokalizacji P_4 i P_5 (odległość 3mm i 8mm od wylotu mikrokanalu). Widzimy tutaj szybki, monotoniczny i niemal liniowy wzrost energii turbulencji wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Oznaczać to może, że w kanale wylotowym, w odróżnieniu od mikrokanalu, następuje przejście laminarno-turbulentne, a analizowany przepływ może stać się przepływem w pełni burzliwym.

W celu zbadania struktury przepływu w kanale wylotowym emulsyfikatora wyznaczone zostały poprzeczne i wzdłużne funkcje struktury drugiego rzędu, których definicja podana została w rozdziale 1.1. Określają one statystyczną współzależność składowych fluktuacji

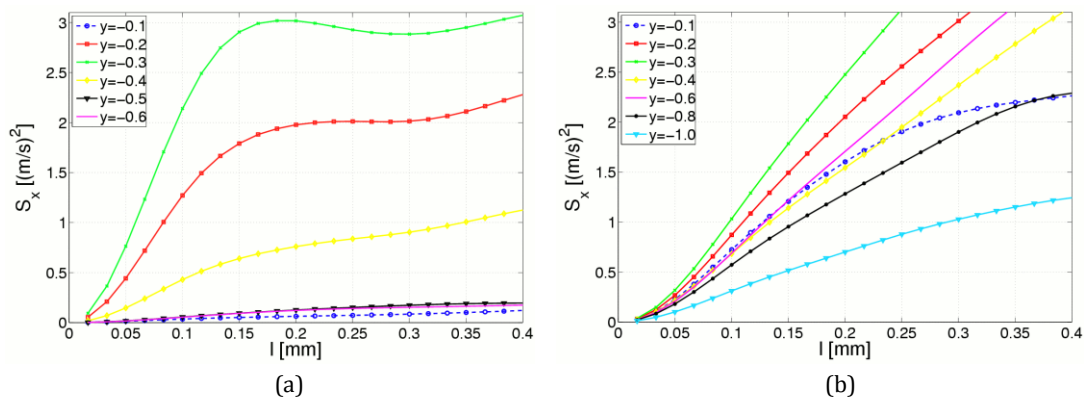
prędkości mierzonych w różnych punktach przepływu i mogą być wykorzystane do określenia rozwoju turbulentnych wirów w analizowanym przepływie. Ich wartość związana jest z gradientami pola prędkości, które występują na przekroju przez struktury wirowe. Duże wartości funkcji struktury świadczą o dużej zmienności przestrzennej pola prędkości i obecności wirów o dużej energii. Niosą one zatem informację o przestrzennych własnościach wirów.



Rys. 4.17. Energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} wyznaczona na podstawie danych eksperymentalnych. Linie przedstawiają wyniki dla poszczególnych lokalizacji w funkcji liczby Reynoldsa. Niebieskie odwrócone trójkąty wskazują dodatkowo tke_{xz} w obszarze wlotowym (P_1) i wylotowym (P_2) mikrokanalu, dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$. Wszystkie linie przedstawiają wartości tke_{xz} w odległości $0.2mm$ od górnej ścianki emulsyfikatora

W przedstawionej analizie funkcje struktury zostały wyznaczone przy założeniu homogeniczności pola prędkości w obszarze objętym pojedynczym pomiarem techniką μ PIV (jak już zostało wspomniane, pomiar μ PIV pokrywa obszar równy wielkości kadru użytej kamery CCD, czyli w rozpatrywanym przypadku $854\mu m \times 683\mu m$). Dzięki temu założeniu każde chwilowe pole prędkości uzyskane w pomiarach μ PIV wykorzystane zostało do obliczenia funkcji struktury zgodnie z definicją podaną zależnościami 1.4 i 1.5 w rozdziale 1.1. W niniejszej analizie wyznaczono średnie z kwadratu różnicy chwilowych prędkości w dwóch punktach oddalonych o pewien wektor, w zależności od długości l tego wektora. Na rysunkach 4.18 i 4.19 pokazane zostały linie obrazujące funkcje struktury, będące wartościami uśrednionymi z funkcji struktury, które zostały wyznaczone dla każdego chwilowego pomiaru prędkości metodą μ PIV¹.

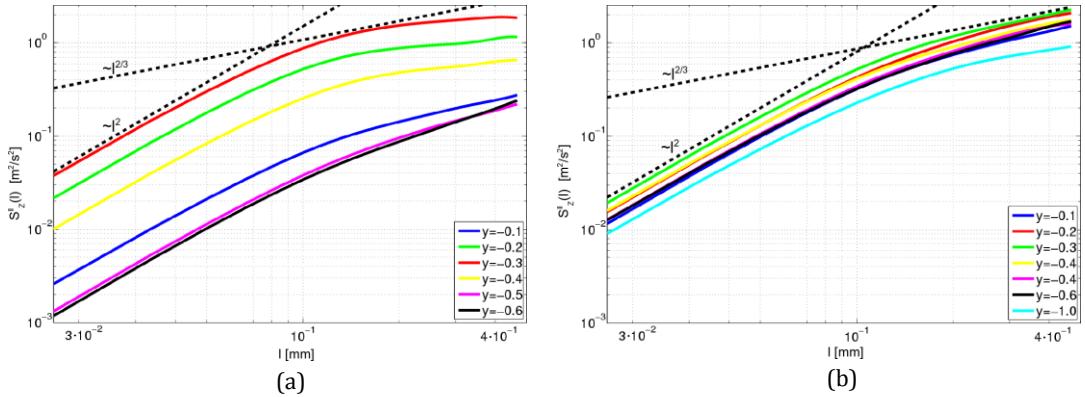
¹ Jak zostało napisane wcześniej, z uwagi na statystyczny charakter metod analizy przepływów burzliwych, dla każdego zdefiniowanego położenia w emulsyfikatorze wykonano od kilkudziesięciu do kilkuset chwilowych pomiarów prędkości; funkcje struktury pokazane na rysunkach 4.18 i 4.19 są



Rys. 4.18. Poprzeczne funkcje struktury drugiego rzędu prędkości u_x , wyznaczone dla różnych głębokości w kanale (różnych wartości współrzędnej y): a) dla położenia P_3 (1mm od wylotu mikrokanalu), b) dla położenia P_5 (8mm od wylotu mikrokanalu). Przepływ z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$

Rysunek 4.18a przedstawia poprzeczne funkcje struktury wyznaczone dla składowej u_x prędkości, zmierzonej w odległości 1mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_3) w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$. W tej lokalizacji obserwowany jest szybki wzrost poprzecznej funkcji struktury dla małych długości separacji l w przepływie na głębokościach 0.2mm (linia czerwona), 0.3mm (linia zielona) oraz 0.4mm (linia żółta) pod górną ścianką kanału wylotowego. Wzrost ten ulega wyhamowaniu dla większych długości separacji ($l > 0.15\text{mm}$). Można stąd wnioskować, że w kanale wylotowym emulsyfikatora w pobliżu mikrokanalu dominują małe, ale za to silne struktury przepływu (mniejsze od 0.15mm), obecne w przepływie na głębokości od $y = -0.2\text{mm}$ do $y = -0.4\text{mm}$, z maksymalną intensywnością dla $y = -0.3\text{mm}$. W odległości 8mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_5) najsilniejsze gradienty prędkości obserwowane są ciągle na głębokości $y = -0.3\text{mm}$ (rys. 4.18b, linia zielona). Przemierzając się od poziomu $y = -0.3\text{mm}$ w kierunku górnej ścianki kanału wylotowego ($y = -0.2\text{mm}$ i $y = -0.1\text{mm}$) oraz w kierunku płaszczyzny symetrii ($y = -0.4\text{mm}$ ÷ -1.0mm) obserwujemy spadek wartości wyznaczonych funkcji struktury. Jednak spadek ten nie jest gwałtowny, przez co struktury wirowe niosące stosunkowo dużo energii obecne są głębokościach od $y = -0.1\text{mm}$ do $y = -1.0\text{mm}$. Bazując na rozkładzie funkcji struktury dla lokalizacji P_3 i P_5 można stwierdzić, że obszar charakteryzujący się dużymi gradientami prędkości ma postać warstwy, która jest stosunkowo cienka w pobliżu wylotu mikrokanalu i zwiększa swoją grubość (wysokość) w miarę oddalania się od mikrokanalu. Jednocześnie przy wylocie mikrokanalu główną część energii niosą tylko małe wiry ($< 0.15\text{mm}$), a wraz ze wzrostem odległości od mikrokanalu w transporcie energii biorą udział również większe struktury.

wartościami średnimi ze wszystkich funkcji struktury, jakie zostały wyznaczone dla każdego chwilowego pola prędkości.

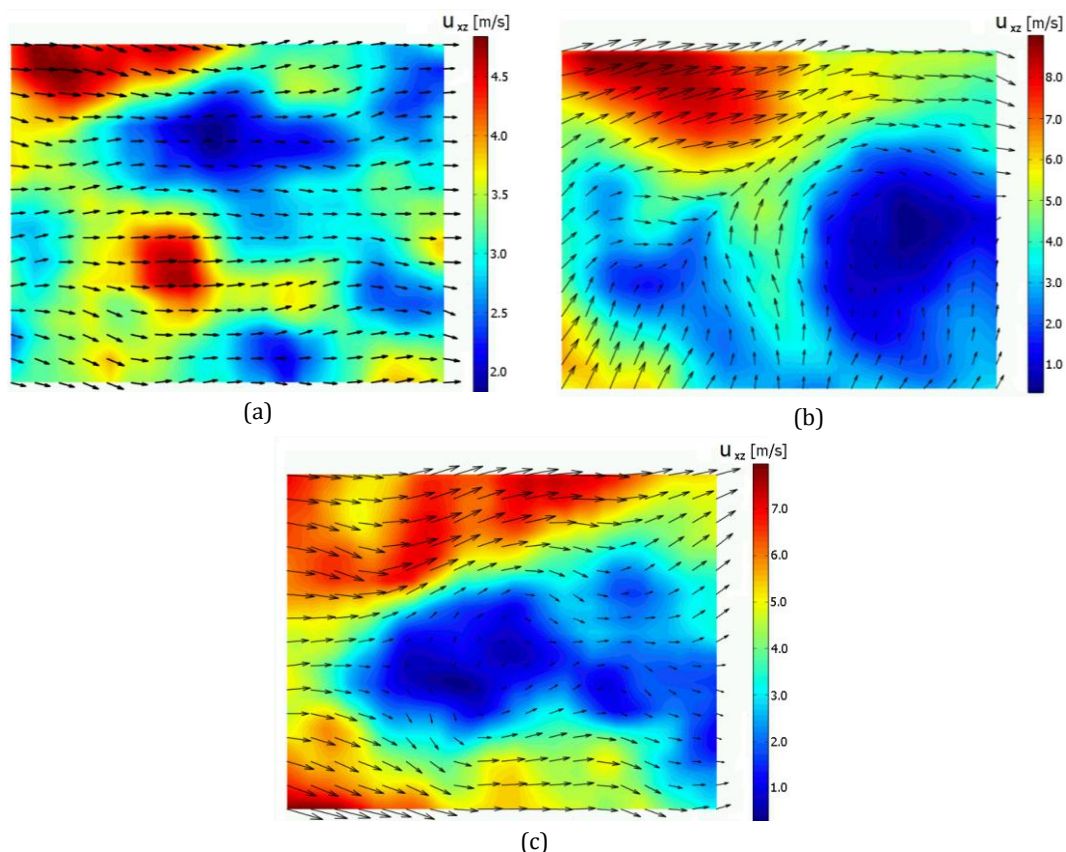


Rys. 4.19. Wzdłużne funkcje struktury drugiego rzędu prędkości u_x pokazane w skali logarytmicznej, wyznaczone dla różnych głębokości w kanale (różnych wartości współrzędnej y : a) dla położenia P_3 (1mm od wylotu mikrokanalu), b) dla położenia P_5 (8mm od wylotu mikrokanalu). Przerywane linie proste pokazują wykładnik nachylenia początkowego (l^2) i wykładnik nachylenia asymptotycznego ($l^{2/3}$) wyrysowanych krzywych. Przepływ z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$

Na rysunkach 4.19a i 4.19b pokazano w skali logarytmicznej wzdłużne funkcje struktury wyznaczone tak jak poprzednio dla składowej u_x prędkości, zmierzonej w odległości 1mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_3 , rys. 4.19a) i 8mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_5 , rys. 4.19b) w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$. Do wykresów dołączono po dwie dodatkowe linie reprezentujące wykładnik nachylenia równy l^2 , typowy dla skal przedziału dyssypacyjnego oraz wykładnik równy $l^{2/3}$ - typowy dla skal obszaru inercyjnego [15, 63]. Można zauważyć, że wzdłużne funkcje struktury, podobnie jak poprzeczne, osiągają wartości maksymalne na głębokości $y = -0.3\text{mm}$. Dla małych wektorów separacji l w obu lokalizacjach (P_3 i P_5) nachylenie funkcji struktury zbliżone jest do l^2 , co świadczy o dyssypacyjnym charakterze przepływu w tym przedziale. Wraz ze wzrostem długości wektora separacji l można zaobserwować zmianę nachylenia linii przedstawiających wyznaczone funkcje struktury. Zmiany te dążą do osiągnięcia nachylenia zbliżonego do $l^{2/3}$. Dla lokalizacji P_3 funkcje struktury nie przybierają nachylenia $l^{2/3}$, przez co można stwierdzić, że w pobliżu wylotu mikrokanalu przepływ ma charakter wyraźnie dyssypacyjny, bez widocznych istotnych zachowań inercyjnych. Przy oddalaniu się od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_5 , rys. 4.19b) obecne są już zarówno skale dyssypacyjne, jak i inercyjne. Świadczy o tym nachylenie funkcji struktury równe l^2 w zakresie małych długości wektora separacji l (czyli dla małych struktur przepływu) oraz nachylenie równe $l^{2/3}$ dla większych długości wektora separacji l . Można zatem stwierdzić, że zgodnie z teorią Kołmogorowa w tym obszarze emulsyfikatora przepływ z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ jest przepływem turbulentnym, w którym obecna jest kaskada energii, przekazująca energię od skali inercyjnej do dyssypacyjnej, gdzie następuje jej rozpraszanie.

Dla potwierdzenia obecności silnych struktur wirowych w kanale wylotowym na rysunku 4.20 zamieszczono przykładowe chwilowe pola wektorowe prędkości, zmierzone 0.3mm pod górną ścianką kanału w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$. Rysunki 4.20a, 4.20b i 4.20c przedstawiają kolejno pola prędkości w odległości 1mm , 3mm i 8mm od wylotu

mikrokanalu. Widoczne są tutaj silne zawirowania prędkości, świadczące o tym, że przepływ ma chaotyczny, burzliwy charakter.



Rys. 4.20. Wektorowe chwilowe pole prędkości u_{xz} zmierzone techniką μPIV 0.3mm poniżej górnej ścianki układu a) dla lokalizacji P_3 (1mm za wylotem mikrokanalu), b) dla lokalizacji P_4 (3mm za wylotem mikrokanalu), c) dla lokalizacji P_5 (8mm za wylotem mikrokanalu). Kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_z . Rzeczywiste wymiary obszaru pomiaru pola prędkości wynoszą $854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$

Przeprowadzone pomiary μPIV oraz analiza ich wyników pokazały, że w mikrokanale emulsyfikatora, pomimo dużej prędkości wynoszącej maksymalnie około 18m/s oraz wysokiej liczby Reynoldsa równej $Re = 6770$, przepływ pozostaje laminarny, bez widocznych większych fluktuacji prędkości. Spowodowane to może być stosunkowo małą długością kanału, w porównaniu z jego wysokością ($l/h = 1\text{mm}/400\mu\text{m} = 2.5$). Płyn przechodząc z kanału wlotowego do mikrokanalu znacznie zwiększa prędkość przepływu. Prawdopodobnie jednak przebywa zbyt krótko w mikrokanale, przez co niemożliwe jest na tyle silne wzmocnienie zaburzeń, aby doprowadzić do przejścia laminarno-turbulentnego. Brak turbulencji nie eliminuje jednak istnienia w analizowanym przepływie silnych naprężeń ścinających, wywołanych bardzo dużymi gradientami prędkości. Naprężenia ścinające, obok dyssypującej energii kinetycznej turbulencji, są głównym mechanizmem rozdrabniania

kropelek fazy rozproszonej w procesach takich jak emulsyfikacja czy wytwarzanie aerozoli [64, 65, 66]. Dlatego też taka budowa układu może być z powodzeniem zastosowana w układach produkujących emulsje i aerozole. Dalsze rozbijanie powstałych w mikrokanale kropelek fazy rozproszonej może następować w części wylotowej emulsyfikatora. W kanale wylotowym przepływ staje się przepływem turbulentnym, z wyraźnym przedziałem dyssypacyjnym, gdzie następuje rozpraszanie energii przepływu, która zgodnie z istniejącą teorią opisującą tworzenie emulsji może być wykorzystana do rozdrabniania kropelek w emulsji [66].

5. Analiza numeryczna przepływu przez mikrokanal

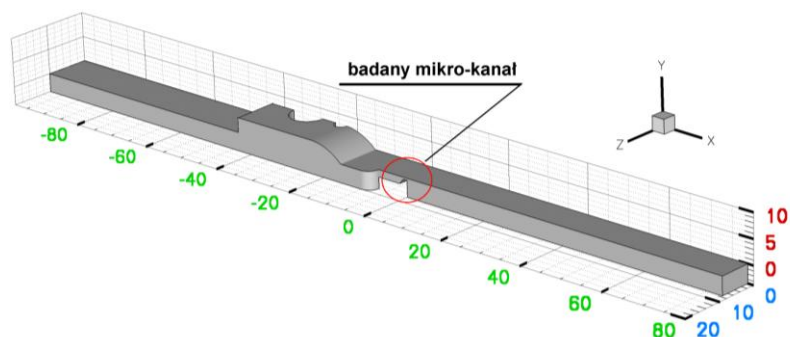
Przeprowadzone pomiary pól prędkości, wskutek oczywistych ograniczeń eksperymentalnych, nie dają nam pełnego obrazu rozwoju przepływu w badanym mikrokanale. Pełnego opisu analizowanego przepływu, dla całego zakresu skal przestrzennych i czasowych, może dostarczyć wiarygodna symulacja numeryczna. Taka symulacja numeryczna przepływu przez model emulsyfikatora wykonana została metodą objętości skończonych dwoma sposobami: poprzez symulację *DNS* oraz stosując model *RANS* z wykorzystaniem pół-empirycznego modelu turbulencji $k - \varepsilon$ (opis wykorzystanych metod numerycznych zawarty został w rozdziale 3). Symulacje *DNS* dostarczyły dokładnych informacji o chwilowych rozkładach ciśnienia oraz chwilowych polach prędkości dla całego zakresu skal zarówno przestrzennych, jak i czasowych, a tym samym umożliwiły podanie pełnych charakterystyk turbulencji symulowanego przepływu. Obliczenia wykorzystujące model *RANS* pozwoliły wyznaczyć natomiast wartość prędkości średniej oraz intensywność dysypacji energii kinetycznej. Wszystkie obliczenia przeprowadzono w domenie o geometrii identycznej z modelem eksperymentalnym, a własności fizyczne płynu zdefiniowano również takie, jak dla cieczy użytej w eksperymencie.

5.1. Geometria domeny obliczeniowej oraz siatka obliczeniowa

Na potrzeby przeprowadzonej analizy numerycznej przepływu płynu przez emulsyfikator zdefiniowano domenę obliczeniową o geometrii identycznej z modelem eksperymentalnym. Niestacjonarne symulacje *DNS* przeprowadzone były w domenie obliczeniowej odpowiadającej pełnej geometrii symulowanego problemu, tzn. bez wprowadzania płaszczyzn symetrii. W stacjonarnym modelowaniu $k - \varepsilon$ wykorzystano natomiast domenę będącą ćwiartką modelu eksperymentalnego (rys. 5.1), ze zdefiniowanymi dwiema płaszczyznami symetrii: poziomą ($y = -3.75\text{mm}$) oraz pionową ($z = 0$). Pozwoliło to na znaczną redukcję rozmiaru siatki obliczeniowej, a tym samym skrócenie czasu obliczeń i zmniejszenie wymaganej ilości pamięci operacyjnej komputera, niezbędnej do wykonania tych obliczeń.

Aby prawidłowo odwzorować najmniejsze struktury przepływu, symulacje *DNS* musiały zostać wykonane przy użyciu dostatecznie gęstej siatki obliczeniowej. Prawidłowy, wymagany rozmiar pojedynczej komórki siatki powinien być nie większy od skali długości Kołmogorowa. Dlatego też, proces generacji siatki obliczeniowej został poprzedzony szacunkowym wyznaczeniem skali Kołmogorowa. Skala ta w analizowanym mikrokanale, według wstępnego oszacowania, była równa $\eta \cong 0.53\mu\text{m}$ (opis wyznaczenia skal Kołmogorowa podany został w Dodatku E na końcu pracy). Wygenerowana siatka obliczeniowa była w pewnym stopniu kompromisem pomiędzy dokładnością odwzorowania najmniejszych struktur prędkości a czasem obliczeń. W mikrokanalach i ich otoczeniu wygenerowano strukturalną siatkę sześcienną z warstwą przyścienną, a w pozostałym obszarze niestrukturalną siatkę

czworościenną. W regionie mikrokanalów, najmniejsza odległość pomiędzy węzłami siatki wynosiła $3\mu\text{m}$, co pozwalało jeszcze przyjąć założenie, że mikroskala Kołmogorowa zostanie prawidłowo odwzorowana (szczególnie, że wyniki eksperymentalne wskazywały na brak wyraźnych fluktuacji prędkości w mikrokanale, a tym samym pozwalały przyjąć, że rzeczywista skala Kołmogorowa będzie znacznie większa od szacowanej – szczegóły w Dodatku E).

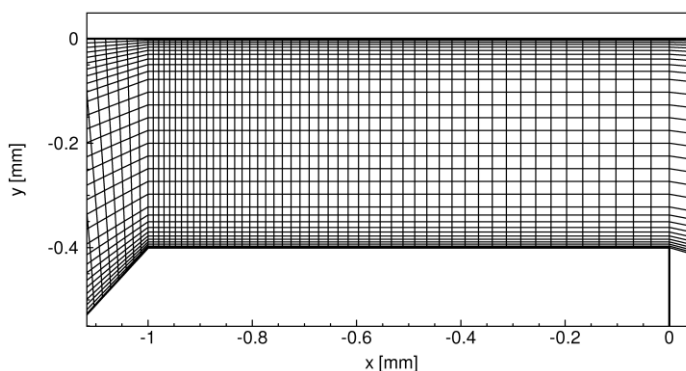


Rys. 5.1. Schemat geometrii emulsyfikatora, zdefiniowanej na potrzeby obliczeń numerycznych; przedstawiona jest domena wykorzystana w obliczeniach z użyciem modelu $k - \varepsilon$, będąca $\frac{1}{4}$ całego emulsyfikatora

Podobnie, wybór schematu dyskretyzacji był pewnego rodzaju kompromisem pomiędzy dokładnością obliczeń i czasem ich przeprowadzenia. W symulacjach *DNS* zalecane jest korzystanie ze schematów o niskiej dyssypacji numerycznej, pozwalających na prawidłowe odwzorowanie małych, skomplikowanych struktur wirowych. Do schematów takich należą np. schematy centralne. Niestety są one „wolno-zbieżne”, a ich użycie znacznie wydłuża czas obliczeń. Dlatego też w pracy zdecydowano się wykorzystać, jak już napisano w rozdziale 3.1, schemat drugiego rzędu „pod prąd” (ang. *second-order upwind*), który uważany jest za schemat „szybko-zbieżny”, ale o znacznej dyssypacji numerycznej. Przed jego wykorzystaniem przeprowadzono dodatkowe obliczenia sprawdzające poprawność otrzymywanych wyników. Wykonano testowe obliczenia przepływu przez emulsyfikator z największą rozpatrywaną liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ korzystając ze schematu *second-order upwind* oraz ze schematu *Third-Order MUSCL*¹, który łączy cechy schematu centralnego oraz *upwind* i w znacznym stopniu, w porównaniu ze schematem *upwind*, poprawia przestrzenną dokładność obliczeń poprzez redukcję dyssypacji numerycznej [53]. Porównanie uzyskanych wyników pokazało, że różnice wynikające z różnych sposobów dyskretyzacji są nieznaczne. Pola prędkości średniej były niemal identyczne, a różnice rozkładów energii kinetycznej turbulencji nie przekraczały kilku procent. Pozwoliło to przypuszczać, że obliczenia wykonane przy użyciu szybciej zbieżnego schematu *upwind* również poprawnie odwzorują wszystkie skale wirów, obecnych w symulowanym przepływie.

¹ MUSCL – Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws

Na rysunku 5.2 pokazano siatkę obliczeniową w mikrokanale i najbliższym jego otoczeniu, z widocznym zagęszczeniem w obszarze wlotowym do mikrokanalu oraz przy ściankach (warstwa przyścienna). Całkowita liczba komórek siatki wykorzystanej w symulacjach *DNS* wynosiła 1 745 830. W obliczeniach opartych na modelu $k - \varepsilon$ użyto podobnej siatki, składającej się z 457 473 komórek. Wygenerowana była ona jedynie w $\frac{1}{4}$ całej objętości modelu eksperymentalnego, a wszystkie parametry tej siatki były takie same jak użytej do symulacji *DNS*. Dodatkowo zastosowano dynamiczne zagęszczanie siatki w obszarach, gdzie bezwymiarowy gradient prędkości był większy niż 0.0001.



Rys. 5.2. Strukturalna siatka sześcienna z warstwą przyścienną w mikrokanale; najmniejsza odległość pomiędzy węzłami siatki wynosiła $3\mu\text{m}$

Przed rozpoczęciem właściwych obliczeń, w celu zbadania wrażliwości rozwiązania na gęstość siatki, przeprowadzono wstępne obliczenia na czterech strukturalnych siatkach (w obszarze mikrokanalów i ich otoczeniu) o różnych gęstościach (od 254 654 komórek do 457 473 komórek). Aby ilościowo porównać wyniki uzyskane na poszczególnych siatkach zdefiniowano współczynnik zbieżności siatki *GCI* (ang. Grid Convergence Index) w postaci [67]:

$$GCI = F_s \frac{\left| \frac{u_{h_2} - u_{h_1}}{u_{h_1}} \right|}{r^p - 1} \cdot 100\%, \quad (5.1)$$

gdzie F_s jest współczynnikiem bezpieczeństwa, u_{h_1} i u_{h_2} wartościami wybranego parametru symulowanego przepływu (przyjęto maksymalną prędkość w mikrokanale w kierunku x), odpowiednio dla rzadszej (h_1 komórek siatki) i gęstszej siatki (h_2 komórek siatki), r jest współczynnikiem zagęszczenia siatki (stosunkiem gęstości siatek, tj. h_2/h_1), a p jest rzędem aproksymacji przeprowadzonych obliczeń ($p = 2$). Wyznaczone współczynniki *GCI* pokazały, że dla siatki o gęstości 457 473 komórek, na której przeprowadzono właściwe obliczenia numeryczne, błąd rozwiązania jest równy 0.17%. Szczegółowy opis testu wrażliwości rozwiązania na gęstość siatki został zawarty w Dodatku F na końcu pracy.

5.2. Przebieg obliczeń

Analiza numeryczna przepływu przez emulsyfikator, obejmująca symulacje *DNS* i obliczenia z wykorzystaniem modelu $k - \epsilon$, wykonana została dla geometrii identycznej z modelem eksperymentalnym. Własności przepływającego płynu przyjęto jak dla wody, tj. gęstość $\rho = 998.2 \text{ kg/m}^3$, a lepkość dynamiczną $\mu = 0.001003 \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$. Obliczenia wykonano dla takich samych wartości liczb Reynoldsa jak w przeprowadzonych eksperymentach, tzn. dla $Re = 991, 1839, 2804, 3337$ i 6770 . Symulacje *DNS* dla wszystkich liczb Reynoldsa wykonano dla dwóch konfiguracji geometrii: z otwartymi dwoma mikrokanalami oraz otwartym tylko jednym, górnym mikrokanalem. Symulacje te miały odpowiedzieć na pytanie czy, i ewentualnie w jakim stopniu, przepływ w dolnym kanale wpływa na strukturę przepływu w górnym mikrokanale oraz w górnej części kanału wylotowego emulsyfikatora. Jest to istotne pytanie, gdyż część eksperymentów wykonana została przy otwartym tylko jednym mikrokanale. Potwierdzenie założenia, że przepływ w jednym mikrokanale nie powoduje zmian struktury przepływu w drugim, pozwoli na zaniechanie przy analizie wyników informacji, w jakiej konfiguracji wykonany był pomiar.

Zmiany liczby Reynoldsa symulowanego przepływu dokonywano poprzez zmianę zadawanego strumienia masowego płynącej przez emulsyfikator wody, od $\dot{m} = 0.015 \text{ kg/s}$ dla liczby Reynoldsa $Re = 991$ i otwartego tylko jednego mikrokanalu do $\dot{m} = 0.204 \text{ kg/s}$ dla $Re = 6770$ i otwartych dwóch mikrokanalów.

Krok czasowy niestacjonarnych symulacji *DNS* zadano bazując na oszacowanej wcześniej skali czasu Kołmogorowa (Dodatek E na końcu pracy). Dla przepływu o największej liczbie Reynoldsa krok czasowy wynosił $\Delta t = 10^{-7} \text{ s}$, zaś dla najwolniejszego przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$ krok ten wynosił $\Delta t = 10^{-5} \text{ s}$. Należy podkreślić, że wskutek konieczności korzystania z bardzo gęstej siatki oraz krótkich kroków czasowych, obliczenia *DNS* są bardzo czasochłonne. W przeprowadzonych symulacjach przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$, przy wykorzystaniu komputera klasy Pentium4 3GHz, jedna milisekunda czasu fizycznego odpowiadała około 1 miesiącowi czasu procesora.

5.3. Wyniki obliczeń

Przedstawienie wyników obliczeń podzielono na dwie części. W pierwszej pokazane zostaną rezultaty symulacji *DNS* oraz wyznaczone na ich podstawie charakterystyki analizowanego przepływu. W drugiej części zamieszczono wyniki obliczeń *RANS* wykorzystujących model $k - \epsilon$. Dodatkowo zamieszczono porównanie wyników numerycznych (*DNS* i *RANS*) z wartościami zmierzonymi podczas przeprowadzonych eksperymentów, opisanych w poprzednich rozdziałach.

Podobnie jak badania eksperymentalne, analiza numeryczna miała na celu zbadanie struktury przepływu w modelu emulsyfikatora, zidentyfikowanie ewentualnego przejścia laminarno-turbulentnego w mikrokanale tego emulsyfikatora oraz zlokalizowanie obszarów maksymalnych wartości dyssypacji energii turbulencji, będących prawdopodobnym miejscem

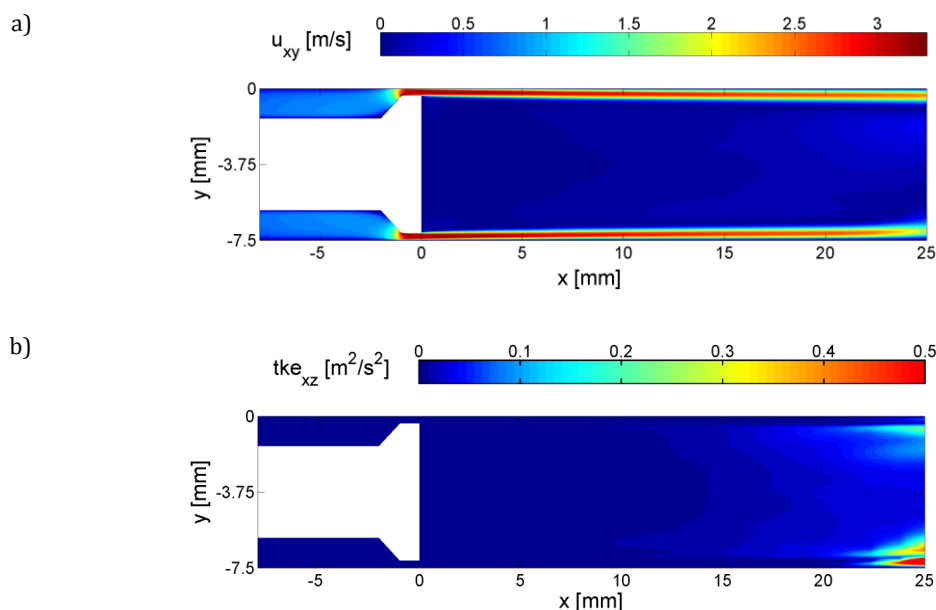
generacji najmniejszych kropeł emulsji. Obliczenia pozwoliły na precyzyjny ilościowy opis przepływu w całym modelu i późniejsze porównanie z wynikami eksperymentalnymi, zmierzonymi w wybranych obszarach, uznanych za reprezentatywne dla analizy struktury. Celem zbadania przejścia laminarno-turbulentnego symulacje wykonano dla narastających liczb Reynoldsa, analogicznych z przeprowadzonymi pomiarami. Wykonano symulacje dla wydatków, które odpowiadały liczbom Reynoldsa 991, 1839, 2804, 3337 oraz 6770. Dodatkowo, z uwagi, że część pomiarów wykonana została dla w konfiguracji z otwartym tylko jednym mikrokanalem, przeprowadzono obliczenia potwierdzające słuszność przyjętego podczas eksperymentów założenia, że zamknięcie jednego mikrokanalu nie wpływa na strukturę przepływu w drugim mikrokanale i jego okolicy. Wyniki tych obliczeń, w postaci porównania profili prędkości średniej oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} , uzyskanych dla obu geometrii (otwarte dwa bądź tylko jeden mikrokanal) zamieszczone zostały w dodatku H na końcu pracy.

5.3.1. Wyniki symulacji DNS

Symulacje DNS pozwoliły wyznaczyć chwilowe pola prędkości w całym modelu emulsyfikatora. Obliczenia wskazały, podobnie jak pomiary μ PIV, że w mikrokanale emulsyfikatora, nawet dla liczby Reynoldsa $Re = 6770$ przepływ jest bliski laminarnemu, a fluktuacje prędkości są bardzo niewielkie. Poniżej zamieszczono rysunki przedstawiające średnie pola prędkości oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} (określonej, podobnie jak w przypadku analizy eksperymentalnej, wzorem 4.3), wyznaczone na pionowej płaszczyźnie symetrii emulsyfikatora dla przepływów o narastającej liczbie Reynoldsa (rys. 5.3 – 5.7).

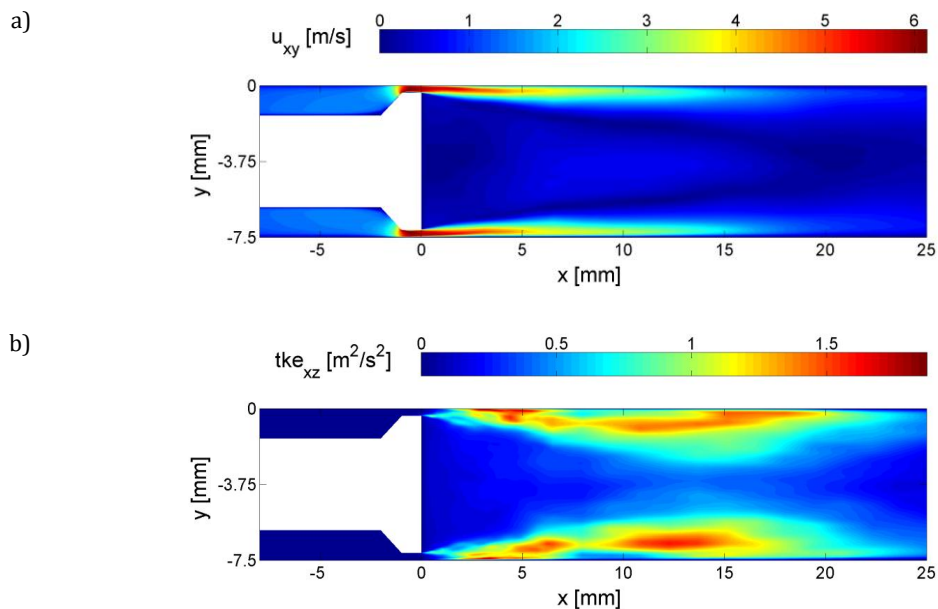
Rysunek 5.3a przedstawia średnie pole prędkości u_{xy} dla przepływu z najniższą rozpatrywaną liczbą Reynoldsa, równą $Re = 991$. Dokonano tutaj uśrednienia 71 chwilowych pól prędkości, odpowiadających około $1.4s$ rzeczywistego czasu przepływu. Prędkość przed mikrokanalem wynosi maksymalnie $0.84 m/s$. W mikrokanale następuje silne przyspieszenie przepływu do prędkości $3.15 m/s$ na środku długości mikrokanalu. Za mikrokanalem, w kanale wylotowym emulsyfikatora, przepływu ma postać dwóch strumieni o wyraźnych granicach, płynących od wylotu mikrokanalu przy ścianach kanału wylotowego aż do wylotu emulsyfikatora. Prędkość przepływu tych strumieni zbliżona jest do prędkości w mikrokanale, a w części centralnej kanału wylotowego prędkość przepływu bliska jest zero. Świadczy to o tym, że przepływ jest zupełnie laminarny i nie następuje tutaj turbulentne mieszanie płynu zawartego w strumieniach przemieszczających się przy ściankach z nieruchomym płynem wypełniającym centralną część kanału wylotowego. Brak fluktuacji prędkości w rozpatrywanym przepływie potwierdza pokazane na rysunku 5.3b pole energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} . Zarówno w kanale wlotowym, jak i w mikrokanale i kanale wylotowym energia ta jest równa niemal zero, co świadczy o laminarności przepływu. Jedynie w dużej odległości od wylotu mikrokanalu, blisko końca całego układu, pojawiły się zauważalne, ale

bardzo niewielkie fluktuacje prędkości. Przyczyną tych fluktuacji może być jednak bliskość wylotu układu, a nie samoistna destabilizacja przepływu i dalsze jej wzmacnianie.

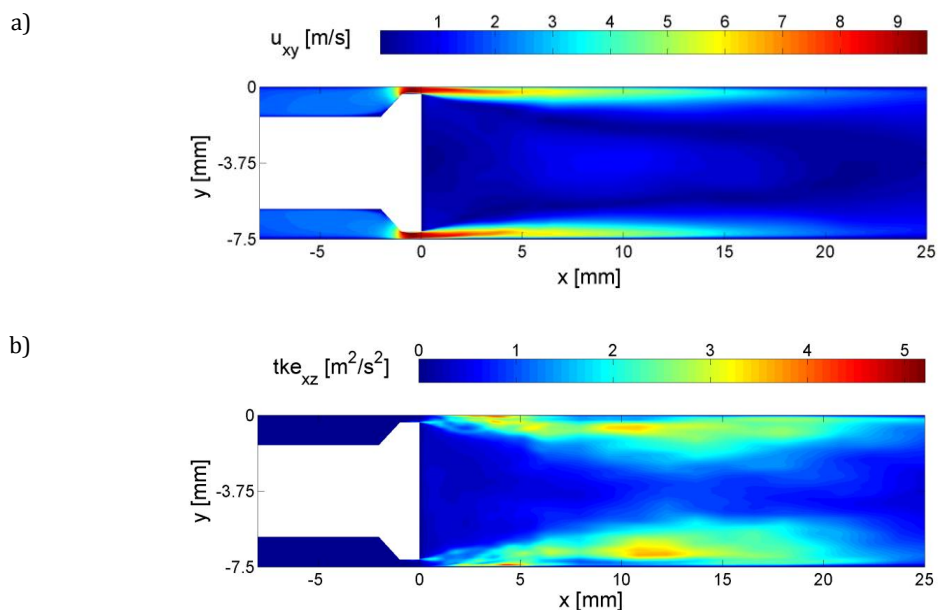


Rys. 5.3. Wyniki symulacji DNS dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} . Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Zwiększenie prędkości przepływu odpowiadające wzrostowi liczby Reynoldsa do $Re = 1839$ spowodowało dość wyraźną zmianę struktury przepływu w kanale wylotowym układu, nie powodując jednak istotnych zmian w obszarze mikrokanalu i kanału wlotowego. Pokazane na rysunku 5.4a średnie pole prędkości wyznaczono w oparciu o 107 pól chwilowych, odpowiadających 0.43s rzeczywistego czasu przepływu. Prędkość w mikrokanale wynosi teraz około 6 m/s, a w kanale wlotowym około 1.5 m/s. W kanale wylotowym emulsyfikatora zauważyć można dość wyraźną różnicę w strukturze przepływu w porównaniu ze strukturą obserwowaną w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 991$. Strumienie wypływające z mikrokanalów, wraz ze zwiększaniem odległości od mikrokanalów, mają coraz mniejszą prędkość i zanikają w odległości 15 – 20 mm od wylotu mikrokanalu. Zauważalna zaczęła być również prędkość w centralnym obszarze kanału wylotowego. Wskazuje to, że dla przepływu z liczbą Reynoldsa równą 1839 w kanale wylotowym mają miejsce zawirowania przepływu, powodujące mieszanie płynu zawartego w strumieniach wypływających z mikrokanalów z płynem zalegającym w centralnej części kanału wylotowego.



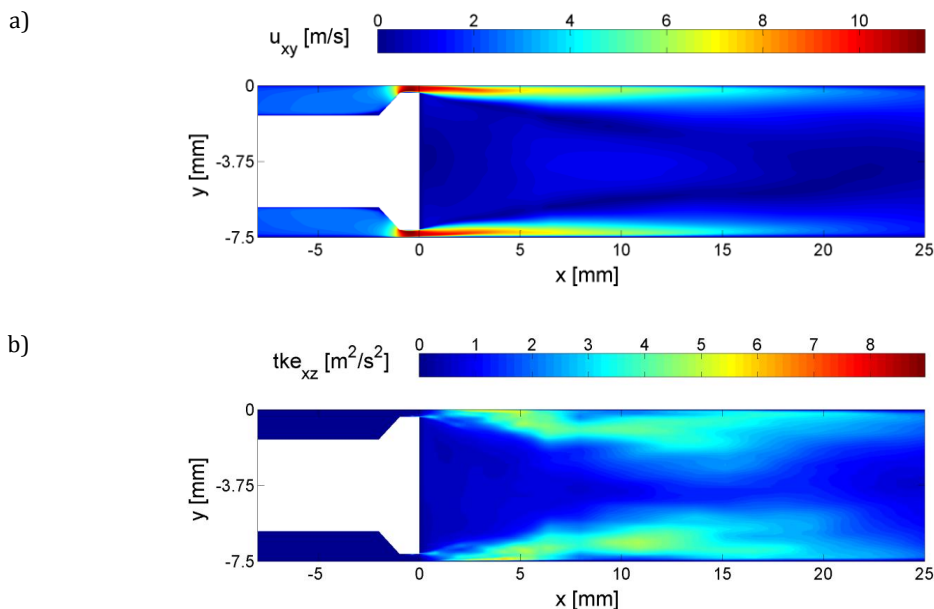
Rys. 5.4. Wyniki symulacji DNS dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 1839$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} . Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)



Rys. 5.5. Wyniki symulacji DNS dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 2804$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} . Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Wnioski te potwierdza wykreślony na rysunku 5.4b rozkład energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} . W kanałach wlotowych układu oraz w mikrokanałach energia ta jest nadal równa niemal zero, co świadczy o braku fluktuacji prędkości w tych obszarach układu. Dopiero w kanale wylotowym, wskutek mieszania się strumieni wypływających z mikrokanałów z płynem wypełniającym centralną część kanału wylotowego, pojawiają się wyraźne fluktuacje prędkości. Wynikiem tego jest wzrost wartości tke_{xz} do około $1.8 m^2/s^2$, widoczny na rysunku 5.4b.

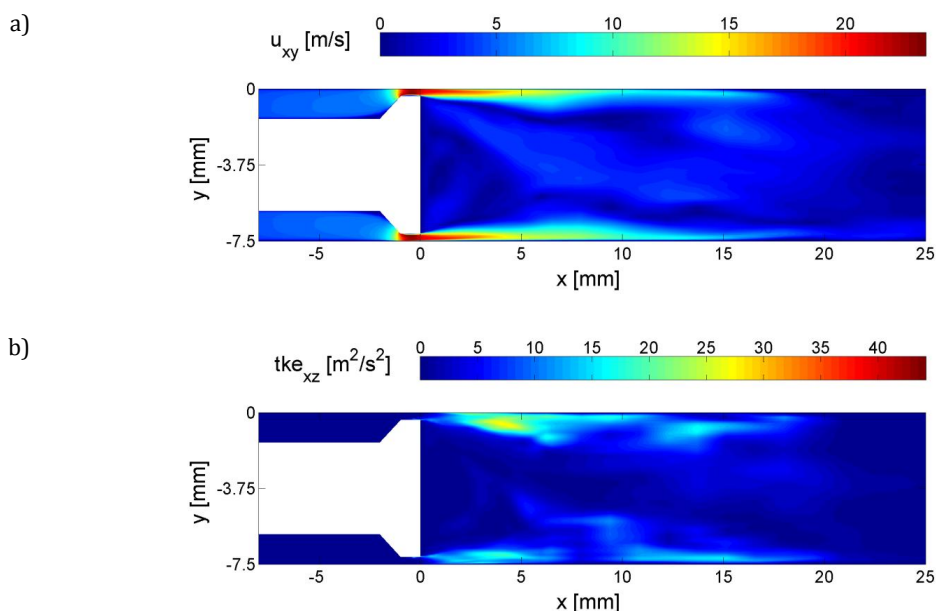
Symulacja przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 2804$ dała zbliżone wyniki z rezultatem symulacji dla $Re = 1839$. Średnie pole prędkości oraz energia turbulencji tke_{xz} , wyznaczone na podstawie 81 chwilowych rozwiązań DNS (162ms czasu rzeczywistego), przedstawione zostały na rysunku 5.5. W mikrokanale i w kanale wlotowym ciągle jest brak fluktuacji prędkości, co skutkuje zerową wartością energii turbulencji tke_{xz} w tych obszarach układu (rys. 5.5b). Podobnie jak poprzednio, strugi płynu wypływające z mikrokanałów z prędkością około $9 m/s$ (rys. 5.5a) mieszają się z płynem wypełniającym kanał wylotowy, powodując wzrost tke_{xz} do wartości około $5 m^2/s^2$ (rys. 5.5b).



Rys. 5.6. Wyniki symulacji DNS dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} . Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Na rysunkach 5.6 i 5.7 zamieszczone zostały wyniki symulacji przepływów odpowiednio z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$ i $Re = 6770$. Analiza przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$ oparta była na 167 chwilowych polach prędkości (167ms czasu rzeczywistego), a z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ - na 528 polach chwilowych (z uwagi na krótki krok czasowy jest to tylko 5.28ms czasu rzeczywistego). W obu przypadkach, podobnie jak poprzednio, przepływ

ma postać silnych strumieni wypływających z mikrokanalów i biegnących przy ściankach kanału wylotowego w kierunku wylotu układu. Strumienie te ulegają wygaszeniu (wymieszaniu z płynem o znacznie mniejszej prędkości, znajdującym się w kanale wylotowym) w odległości 10 – 15 mm od wylotu mikrokanalu. Dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$ prędkość po przyspieszeniu od około 3 m/s w kanale wlotowym osiąga w mikrokanale wartość maksymalną, równą około 11 m/s (rys. 5.6a). Dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ prędkości te wynoszą odpowiednio 5.3 m/s w kanale wlotowym oraz 23 m/s w mikrokanale (rys. 5.7a). Pokazane na rysunkach 5.6b i 5.7b rozkłady energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} wskazują na brak wyraźnych fluktuacji prędkości w obszarze mikrokanalów i kanałów wlotowych układu. W kanale wlotowym, zarówno dla liczby Reynoldsa $Re = 3337$, jak i $Re = 6770$, energia tke_{xz} osiąga wartości bliskie zeru. W mikrokanale następuje jej nieznaczny wzrost, ale do wartości na tyle niskich (dla $Re = 6770$ średnia wartość tke_{xz} w mikrokanale wynosi $1.6 m^2/s^2$), że ciągle przepływ można uważać za laminarny. Znaczące fluktuacje prędkości pojawiają się dopiero w kanale wylotowym emulsyfikatora, powodując, że dla przepływu z liczbą Reynoldsa równą 3337 energia turbulencji osiąga wartość maksymalną równą około $6 m^2/s^2$, a dla przepływu z $Re = 6770$ – $tke_{xz} \cong 23 m^2/s^2$.



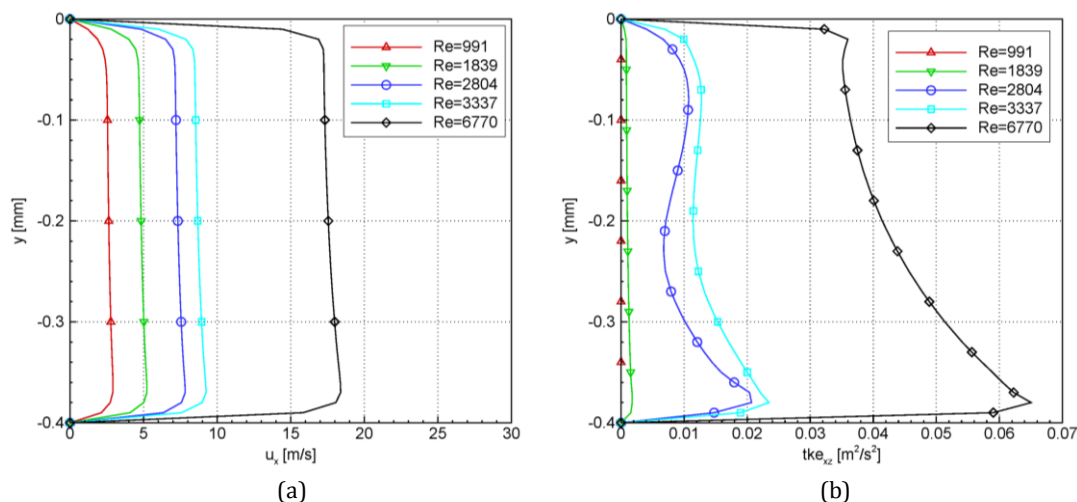
Rys. 5.7. Wyniki symulacji DNS dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} . Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Przedstawione wyniki symulacji DNS są zgodne z wartościami uzyskanymi eksperymentalnie i potwierdzają wnioski postawione na podstawie pomiarów μ PIV w wybranych obszarach emulsyfikatora, że na wlocie do mikrokanalów, nawet dla najwyższej

rozpatrywanej liczby Reynoldsa równej $Re = 6770$, fluktuacje prędkości są nieznaczne i świadczą o stacjonarności przepływu. Potwierdzono również, że w kanale wylotowym przepływ ma postać silnych strumieni biegnących przy ściankach kanału, ze strefą niskiej prędkości w obszarze centralnym. W strefie mieszania tych strumieni z płynem o znacznie niższej prędkości, wypełniającym kanał wylotowy, mają miejsce silne zawirowania, odwzorowane na zamieszczonych wyżej rysunkach jako regiony o wysokich wartościach energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} .

W celu łatwiejszej analizy ilościowej przytoczonych powyżej wyników, na kilku kolejnych ilustracjach przedstawione zostaną pionowe profile składowej u_x prędkości średniej oraz pionowe profile energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} . Wyznaczono je dla przepływów o narastającej liczbie Reynoldsa w poszczególnych lokalizacjach, uznanych wcześniej za reprezentatywne dla analizy struktury przepływu przez model emulsyfikatora.

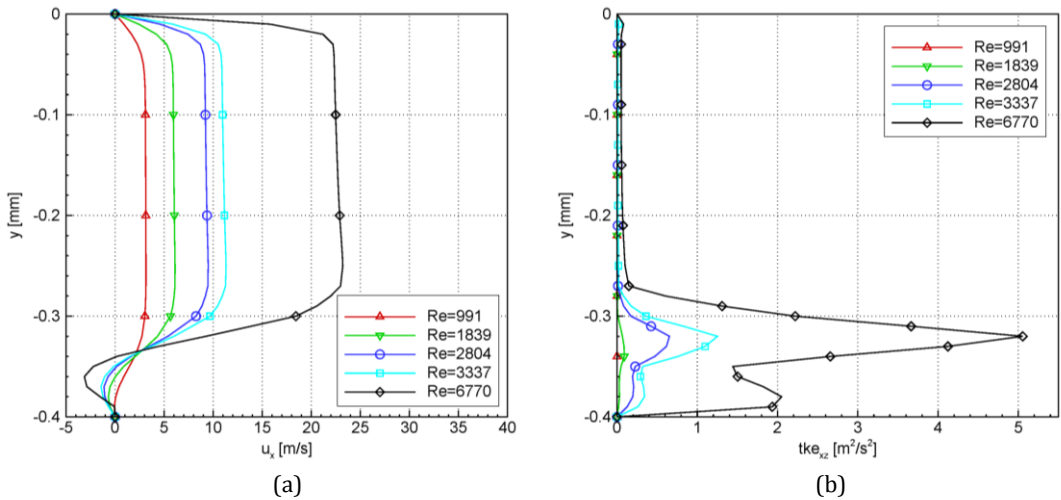
W mikrokanale emulsyfikatora następuje bardzo silne przyspieszanie przepływu oraz nieznaczna, ale zauważalna zmiana struktury przepływu na jego długości. W celu zobrazowania tych zmiany, poniżej zostaną przedstawione profile wykreślone dla płaszczyzny wlotowej mikrokanalu (czyli lokalizacja P_1 ; współrzędna $x = -1.0\text{mm}$), w połowie jego długości (lokalizacja P_{1-2} ; współrzędna $x = -0.5\text{mm}$) oraz w płaszczyźnie wylotowej mikrokanalu (lokalizacja P_2 ; współrzędna $x = 0$).



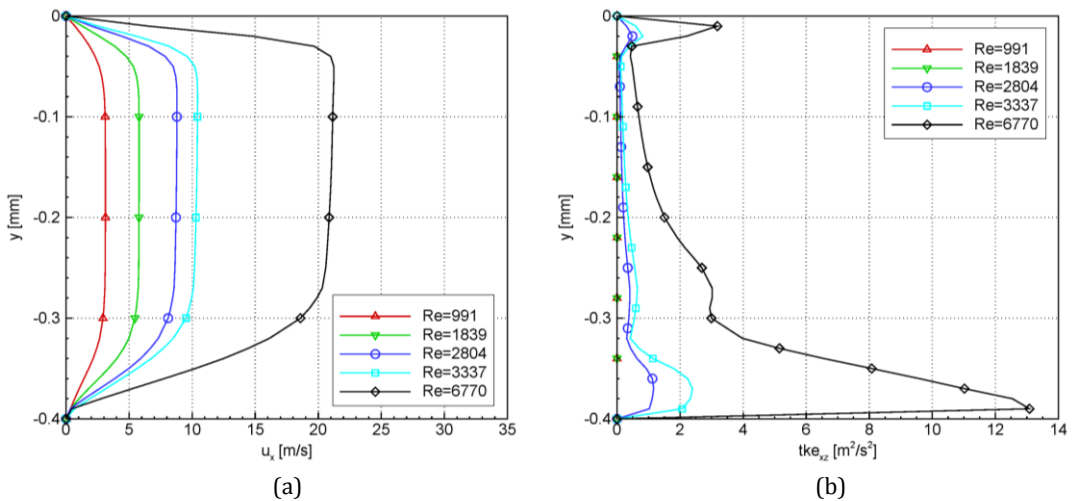
Rys. 5.8. Wyniki symulacji DNS w płaszczyźnie wlotowej mikrokanalu emulsyfikatora (lokalizacja P_1) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}

W płaszczyźnie wlotowej mikrokanalu (lokalizacja P_1), prędkość u_x przyjmuje wartości maksymalne od 2.9 m/s dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$ do 18.4 m/s dla $Re = 6770$ (rys. 5.8a). Przedstawione profile prędkości są niemal płaskie, co mogłoby sugerować burzliwy charakter przepływu w mikrokanale. Jednak wyznaczona na podstawie chwilowych pól prędkości energia kinetyczna turbulencji tke_{xz} przyjmuje wartości bardzo niskie (rys. 5.8b), osiągające dla przepływu z maksymalną liczbą Reynoldsa $Re = 6770$

najwyższą wartość równą zaledwie $0.065 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (maksymalne fluktuacje prędkości, będące pierwiastkiem z tke_{xz} , są zatem na poziomie 1% prędkości przepływu). Potwierdza to wcześniejsze spostrzeżenia, że na wlocie do mikrokanalu, nawet dla najwyższej analizowanej prędkości, przepływ ma charakter laminarny.



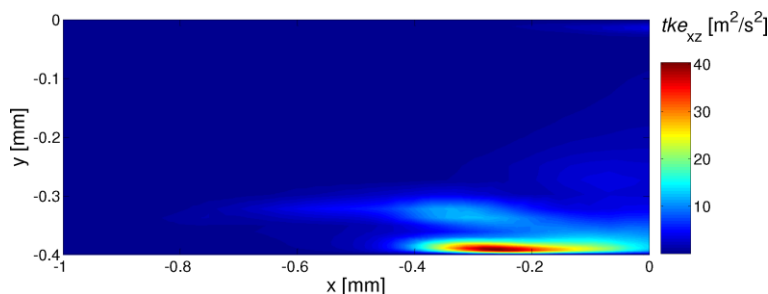
Rys. 5.9. Wyniki symulacji DNS w połowie długości mikrokanalu emulsyfikatora (lokalizacja P₁₋₂) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}



Rys. 5.10. Wyniki symulacji DNS w płaszczyźnie wylotowej mikrokanalu emulsyfikatora (lokalizacja P₂) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}

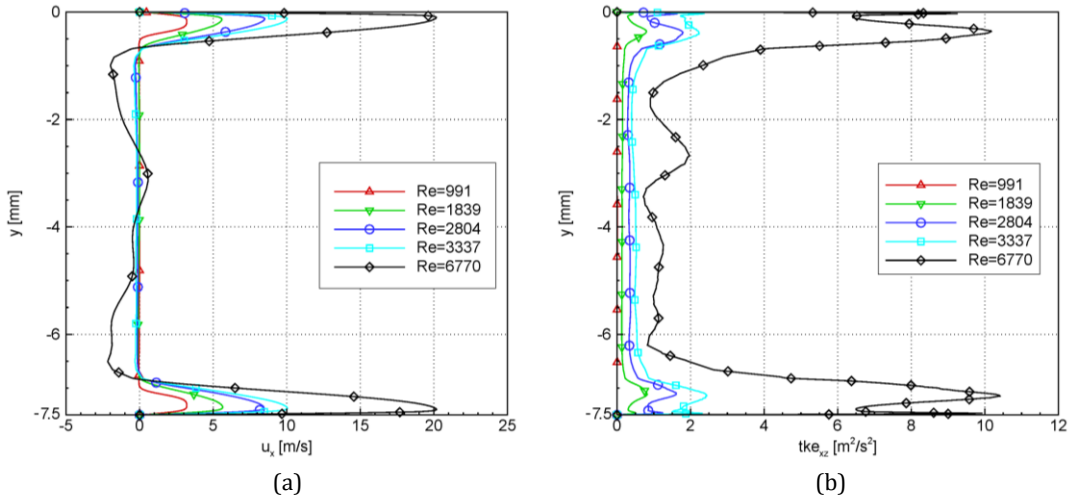
W połowie długości mikrokanalu (lokalizacja P_{1-2}), tuż przy dolnej jego ścianie, dla liczb Reynoldsa równych i większych od 1839, zauważono tworzenie się niewielkiego wiru, sprawiającego znaczny wzrost energii turbulencji w tym obszarze mikrokanalu. Wir ten pokazują ujemne wartości prędkości u_x na rysunku 5.9a. Dla najwyższej rozpatrywanej liczby Reynoldsa równej 6770 w miejscu gdzie wyrysowany profil prędkości ($x = -0.5\text{mm}$) przecina powstały wir, energia tke_{xz} osiąga dość wysoką wartość $5.1\text{ m}^2/\text{s}^2$ (rys. 5.9b). Jest to jednak wartość lokalna, występująca jedynie dla małego obszaru przy dolnej ścianie mikrokanalu. Średnia wartość tke_{xz} dla tej lokalizacji, uśredniona po wysokości mikrokanalu, ciągle jest niewielka i wynosi $0.74\text{ m}^2/\text{s}^2$. Niemniej jednak, lokalne wystąpienie silnych zawirowań może być miejscem destabilizacji przepływu i inicjacji wzmacniania powstałych zaburzeń.

W przekroju wylotowym mikrokanalu wir widoczny w lokalizacji P_{1-2} uległ wygaszeniu. Profil prędkości u_x w lokalizacji P_2 nie przyjmuje już wartości ujemnych, co wskazuje na brak ruchu wirowego (rys. 5.10a). Jednak energia kinetyczna turbulencji w przekroju wylotowym mikrokanalu osiągnęła wartości wyższe ($13.1\text{ m}^2/\text{s}^2$), niż w połowie jego długości. Pozwala to uznać za prawdziwe wcześniejsze przypuszczenie, że zaobserwowany wir, zlokalizowany przy dolnej ścianie mikrokanalu, może być źródłem destabilizacji przepływu.

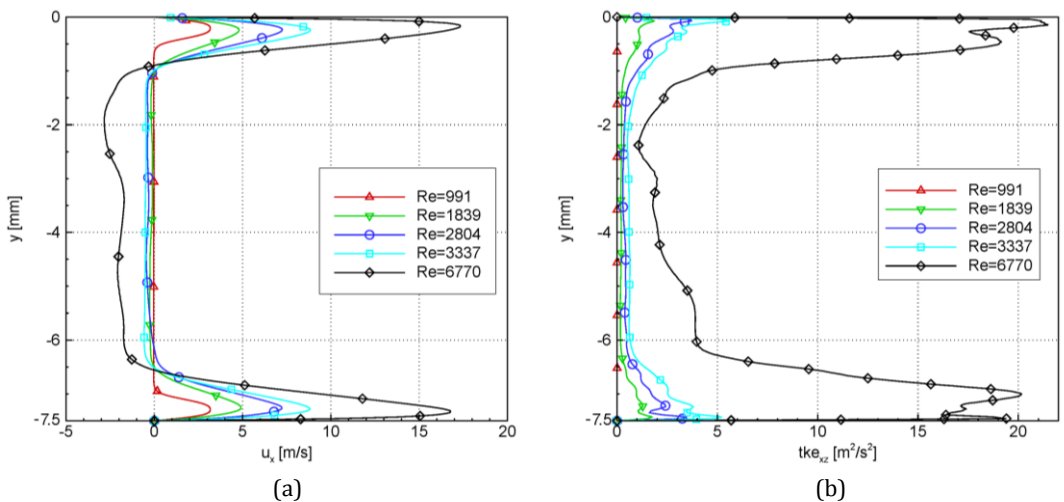


Rys. 5.11. Rozkład energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} , wyznaczonej na podstawie 528 chwilowych rozwiązań symulacji *DNS*. Rozkład wyznaczony w mikrokanale, na jego pionowej płaszczyźnie symetrii, dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$

Aby zlokalizować w mikrokanale rejon o najsilniejszych fluktuacjach, na rysunku 5.11 przedstawiono w powiększeniu rozkład energii tke_{xz} w mikrokanale dla najwyższej analizowanej liczby Reynoldsa $Re = 6770$. Niemal w całym obszarze mikrokanalu tke_{xz} przyjmuje niskie wartości, poza jednym wyraźnym rejonem, zlokalizowanym tuż przy dolnej ścianie mikrokanalu w pobliżu jego wylotu. Energia tke_{xz} w tym niewielkim obszarze osiąga wartość dochodzącą do $40\text{ m}^2/\text{s}^2$. Wysoce prawdopodobne jest, że tutaj następuje pierwsza znacząca destabilizacja przepływu i pojawienie się zaburzeń, które dalej będą ulegać wzmacnianiu. Zbyt mała rozdzielczość przestrzenna wykonanych pomiarów μPIV nie pozwoliła na eksperymentalne potwierdzenie istnienia takiego obszaru.



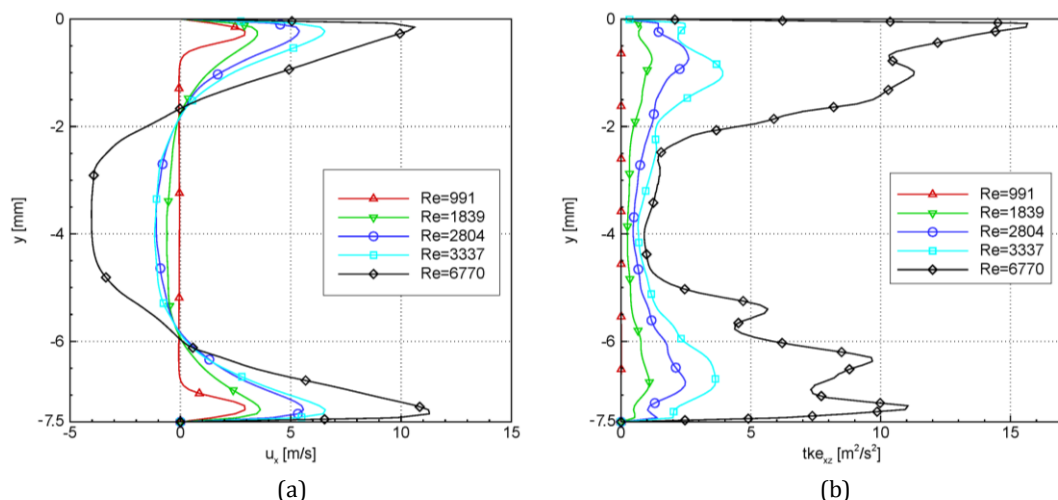
Rys. 5.12. Wyniki symulacji *DNS* w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 1mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_3) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}



Rys. 5.13. Wyniki symulacji *DNS* w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_4) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}

Profile składowej u_x prędkości średniej oraz profile energii tke_{xz} wykreślone w kanale wylotowym emulsyfikatora, kolejno w odległości 1mm (lokalizacja P_3), 3mm (lokalizacja P_4) oraz 8mm (lokalizacja P_5) od wylotu mikrokanalu, pokazane odpowiednio na rysunkach 5.12, 5.13 oraz 5.14 potwierdzają wcześniejsze spostrzeżenia, że przepływ w tej części układu ma postać dwóch wyraźnych strumieni płynących przy ściankach kanału. Strumienie te wraz z oddalaniem się od wylotu mikrokanalu, wskutek mieszania się płynu w nich zawartego, z płynem znajdującym się w kanale wylotowym, zwiększają swoją grubość przy jednoczesnym

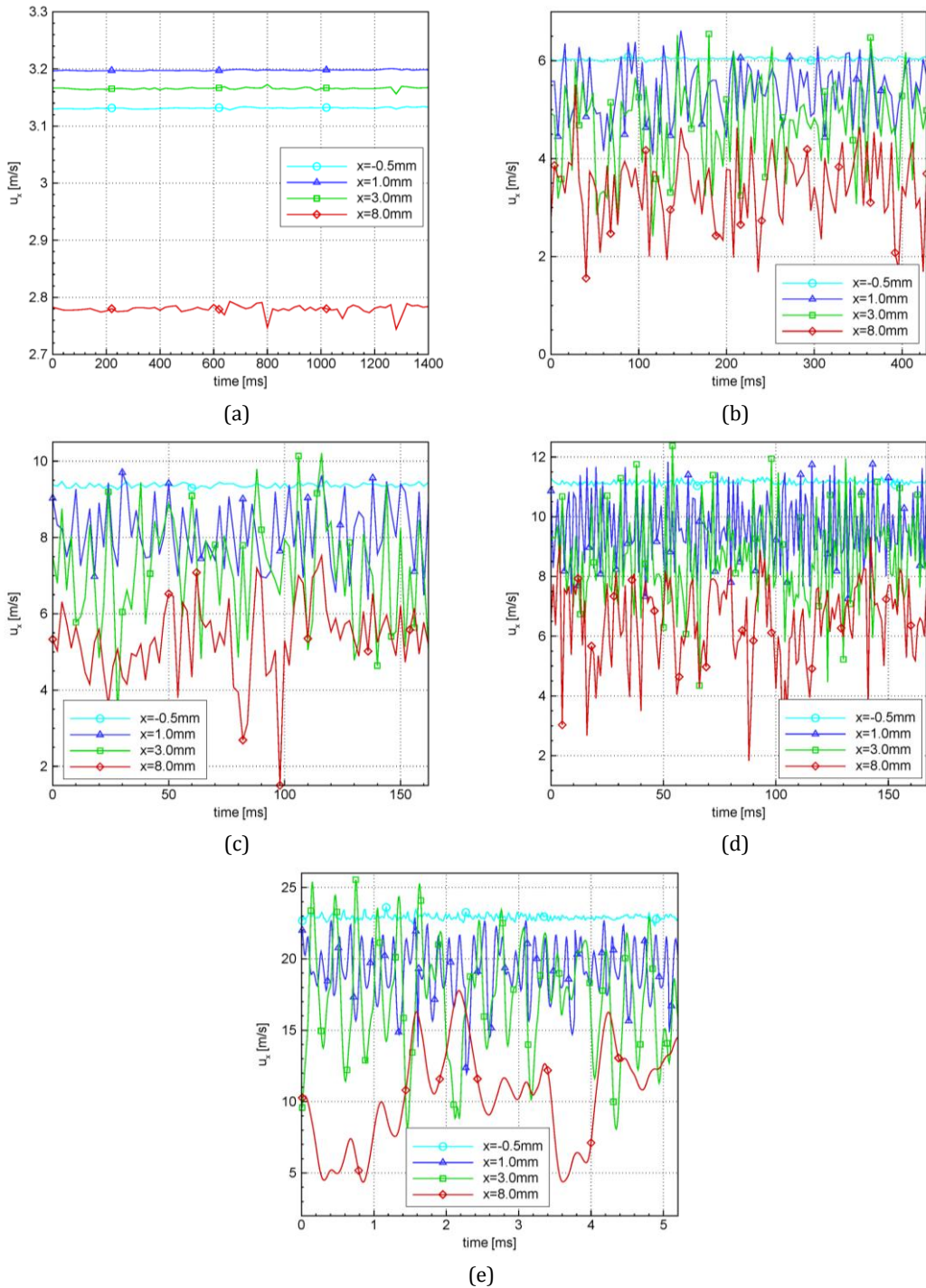
spadku ich prędkości. Strumienie te są wyraźnie widoczne w bezpośrednim sąsiedztwie wylotu mikrokanalu – mają tutaj najmniejszą grubość i najwyższe prędkości (rys. 5.12a), a energia kinetyczna turbulencji osiąga maksymalną wartość około $10.5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (rys. 5.12b). Wraz ze zwiększeniem odległości od wylotu mikrokanalu do 3 mm , prędkość strumieni ulega zredukowaniu, z jednoczesnym wzrostem energii tke_{xz} do około $20 \text{ m}^2/\text{s}^2$ dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ (rys. 5.13b).



Rys. 5.14. Wyniki symulacji DNS w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 8 mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P5) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji tke_{xz}

Dalsze zwiększanie odległości od wylotu mikrokanalu (do 8 mm) powoduje dalszy wzrost grubości strumieni oraz obniżenie maksymalnej prędkości u_x (rys. 5.14a), z jednoczesnym pojawieniem się w centralnej części kanału wyraźnego obszaru o ujemnych wartościach prędkości u_x , dochodzących do -4 m/s . Jest to dowodem na to, że w tym rejonie kanału wylotowego istnieje silna strefa recyrkulacji, z obecnym dużym wirami prędkości. Energia tke_{xz} natomiast, w porównaniu z energią obserwowaną w odległości 3 mm , uległa zmniejszeniu do kilkunastu m^2/s^2 . Jednak grubość strefy wysokich wartości tke_{xz} uległa znacznemu zwiększeniu. Można zatem wywnioskować, że wraz z oddalaniem się od wylotu mikrokanalu wzdłuż kanału wylotowego, obszar w którym obserwowane są wysokie fluktuacje prędkości obejmuje coraz większą część kanału. W sąsiedztwie mikrokanalu znaczące fluktuacje występowały jedynie w warstwach o grubości 1 mm przy górnej i dolnej ścianie (rys. 5.12b), a w odległości 8 mm od wylotu mikrokanalu strefa ta uległa zwiększeniu i sięga około 2.5 mm od ścianek.

Na rysunkach 5.12 – 5.14, szczególnie dla najwyższej liczby Reynoldsa równej $Re = 6770$ (linie czarne na powyższych wykresach), można zauważyć pewne niesymetryczności w wykreślonych profilach, zarówno prędkości u_x , jak i energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} .



Rys. 5.15. Uzyskany w wyniku symulacji DNS przebieg w czasie składowej prędkości u_x wyznaczony dla lokalizacji P1-2, P3, P4 i P5 (czyli odpowiednio dla $x = -0.5$ mm, $x = 1.0$ mm, $x = 3.0$ mm i $x = 8.0$ mm) w odległości 0.2 mm pod górną ścianką układu ($y = -0.2$ mm); a) wyniki dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$, b) $Re = 1839$, c) $Re = 2804$, d) $Re = 3337$ oraz e) $Re = 6770$

Najbardziej prawdopodobną tego przyczyną jest przyjęcie zbyt krótkiego czasu uśredniania. Wprawdzie wykresy dla liczby Reynoldsa równej 6770 wyznaczone były na podstawie największej liczby chwilowych pól prędkości (528 pól), ale z powodu przyjętego w tej symulacji najkrótszego kroku czasowego, równego 10^{-7} s, czas uśredniania wyniósł jedynie 5.28ms. Rysunek 5.15e potwierdza tą hipotezę. Okres długookresowych fluktuacji w odległości 8mm od wylotu mikrokanalu jest rzędu 5ms, co wymaga znacznie dłuższych czasów uśredniania.

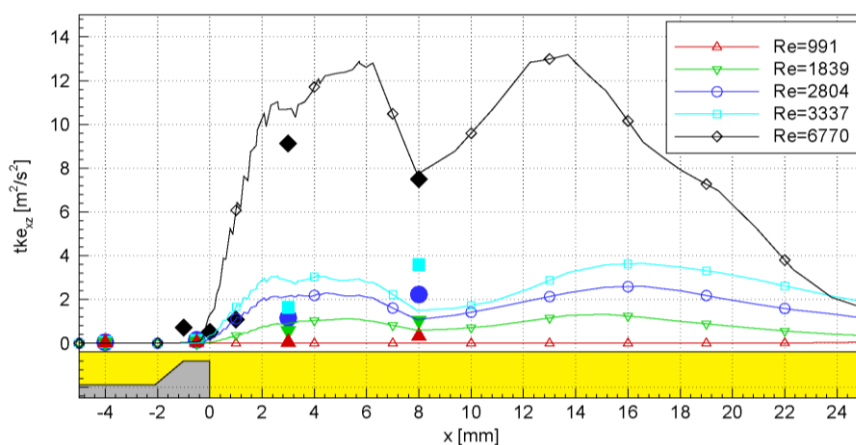
Interesujące jest przeanalizowanie szybkości zmian prędkości oraz amplitudy tych zmian w zależności od wartości liczby Reynoldsa przepływu oraz położenia w analizowanym układzie emulsyfikatora. Na rysunku 5.15 zamieszczono przebiegi czasowe składowej prędkości u_x w wybranych punktach układu. Jako reprezentatywne dla tej analizy wybrano następujące cztery punkty: leżący na środku długości mikrokanalu ($x = -0.5mm$, linie błękitne), 1mm od wylotu mikrokanalu ($x = 1.0mm$, linie niebieskie), 3mm od wylotu mikrokanalu ($x = 3.0mm$, linie zielone) oraz 8mm od wylotu mikrokanalu ($x = 8.0mm$, linie czerwone). W kierunku y (pionowym) wszystkie wymienione punkty znajdują się 0.2mm pod górną ścianką kanału (współrzędna $y = -0.2mm$). Na kolejnych rysunkach: 5.15a, 5.15b, 5.15c, 5.15d i 5.15e zamieszczone zostały przebiegi czasowe prędkości u_x w wymienionych wyżej punktach odpowiednio dla przepływów z liczbą Reynoldsa równą 991, 1839, 2804, 3337 oraz 6770.

Dla przepływu z liczbą Reynoldsa równą 991 (rys. 5.15a) we wszystkich wybranych punktach prędkość wykazuje niewielką zmienność, co potwierdza laminarny charakter przepływu w całej domenie obliczeniowej. Jedynie stosunkowo wyraźne odchylenia od stałej wartości można zaobserwować w odległości 8mm od wylotu mikrokanalu (linia czerwona na rysunku 5.15a). Jednak odchylenia te są na tyle niewielkie, rzadkie i nieregularne, że nie świadczą o turbulizacji przepływu, a jedynie o chwilowych i miejscowych zaburzeniach przepływu. Dla wyższych niż 991 liczb Reynoldsa (rysunki 5.15b – 5.15e) fluktuacje prędkości są już bardzo wyraźne. W obszarze mikrokanalu (linie błękitne) ich amplituda jest niewielka i świadczy o bardzo małej wartości fluktuacji prędkości. Oddalanie się od wylotu mikrokanalu (kolejno linie niebieska, zielona i czerwona, odpowiadające odległości 1mm, 3mm i 8mm) powoduje wyraźny wzrost amplitudy zmian prędkości i spadek ich częstotliwości. Porównując częstotliwość zmian prędkości w tych samych punktach, ale dla różnych wartości liczby Reynoldsa (linie tego samego koloru na poszczególnych wykresach 5.15b – 5.15e) można stwierdzić również, że wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa przepływu pole prędkości wykazuje coraz bardziej szybkozmienny charakter.

Taki charakter zmian prędkości potwierdza obserwacje eksperymentalne, które wykazały, że w pobliżu wylotu mikrokanalu dominują wiry o niewielkich rozmiarach, które wraz z oddalaniem się od mikrokanalu powiększają swoje rozmiary i prowadzą do powstania kaskady przekazywania energii.

W celu zbiorczego zobrazowania wpływu liczby Reynoldsa na charakter zmian przepływu wzdłuż modelu emulsyfikatora na rysunku 5.16 wykreślono profile energii

kinetycznej turbulencji tke_{xz} . Jak można zauważyć, w kanale wlotowym oraz w mikrokanale dla wszystkich rozpatrzonych liczb Reynoldsa wyznaczona numerycznie energia turbulencji jest na bardzo niskim poziomie. Jej wzrost obserwowany jest dopiero w obszarze wylotowym mikrokanalu, a wartości maksymalne są osiągane w kanale wylotowym, w odległości około 6mm od mikrokanalu. Warto również zauważyć, że dla liczby Reynoldsa $Re = 991$ również w kanale wylotowym brak jest wyraźnych fluktuacji. Zwiększanie liczby Reynoldsa powoduje zwiększanie intensywności tych fluktuacji. Ponad trzykrotny wzrost liczby Reynoldsa od $Re = 991$ do $Re = 3337$ spowodował wzrost energii kinetycznej turbulencji w kanale wylotowym od wartości bliskiej zero do około $3.7\text{m}^2/\text{s}^2$. Dalsze, około dwukrotne zwiększenie liczby Reynoldsa do wartości 6770 wywołało niemal czterokrotny wzrost energii turbulencji, do wartości równej prawie $14\text{m}^2/\text{s}^2$.



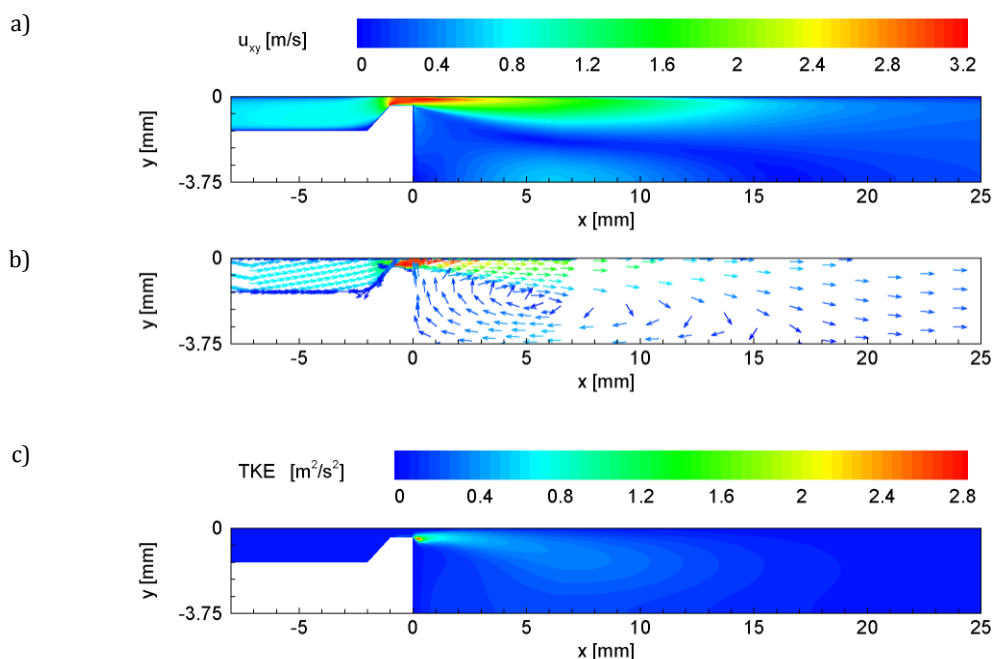
Rys. 5.16. Rozkład energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} wyznaczonej w symulacjach DNS (linie ciągłe) wzdłuż modelu emulsyfikatora na głębokości $y = -0.2\text{mm}$ dla rosnących liczb Reynoldsa. Pełne symbole wskazują wartości tke_{xz} zmierzone podczas eksperymentów (kształt i kolor pełnych symboli odpowiada niewypełnionym symbolom na liniach ciągłych wyznaczonych numerycznie)

Na rysunku 5.16 pełnymi symbolami zaznaczono wartości energii kinetycznej turbulencji wyznaczone na podstawie chwilowych pól prędkości zmierzonych techniką μPIV (kształt i kolor symboli odpowiada symbolom na liniach przedstawiających wyniki numeryczne). Można zauważyć stosunkowo dobrą zgodność wyników numerycznych z eksperymentalnymi, które również wskazują na niewielką wartość fluktuacji w kanale wlotowym i w obszarze mikrokanalu, z wyraźnym, dużym wzrostem w kanale wylotowym.

5.3.2. Wyniki obliczeń z wykorzystaniem modelu RANS

Badania numeryczne przepływów o liczbach Reynoldsa przekraczających 1000 na ogół są prowadzone przy założeniu istnienia warunków do powstania fluktuacji turbulentnych i wykorzystują modele RANS, gdzie *a priori* zakłada się istnienie takich fluktuacji. W naszych

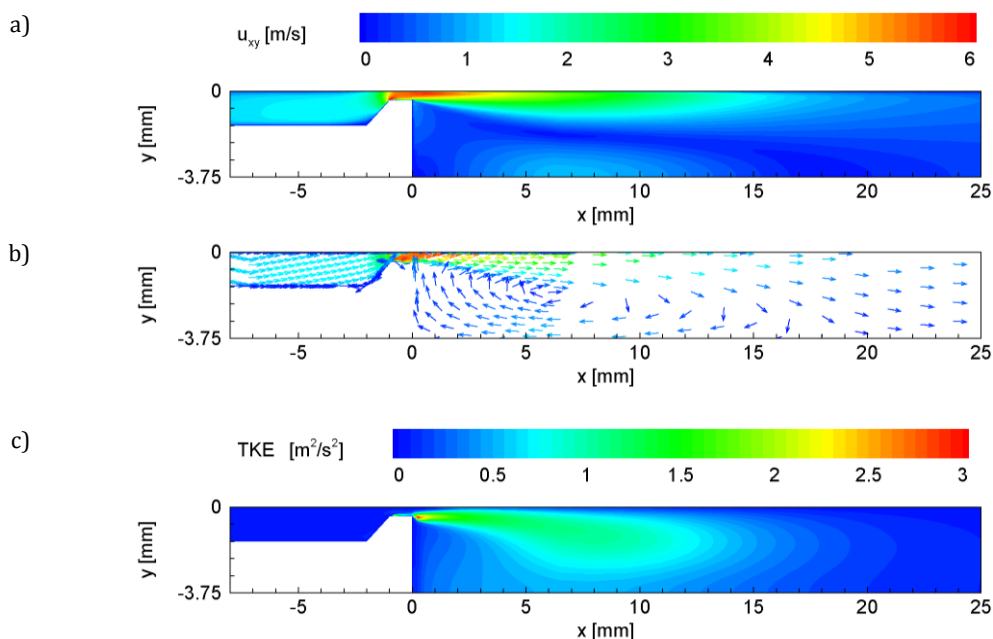
warunkach, jak wskazały eksperymenty i symulacje dokładne (*DNS*) turbulencja ma prawo pojawić się dopiero w kanale wylotowym, i to dla stosunkowo wysokich liczb Reynoldsa (≥ 2804). Wydaje się jednak pouczające sprawdzenie, jaki jest wynik symulacji przybliżonych (*RANS*) dla całego badanego zakresu zmian liczby Reynoldsa, tzn. od wartości podkrytycznych ($Re = 991$), aż do wartości powszechnie przyjmowanych jako zakres rozwiniętej turbulencji ($Re = 6770$). Jak zauważymy, obliczenia *RANS* wykonane przy użyciu modelu turbulencji $k - \varepsilon$, co do charakteru przepływu dały wyniki zbliżone do rezultatów uzyskanych w symulacjach *DNS* oraz wyznaczonych eksperymentalnie. Poniżej przedstawione zostaną rezultaty przeprowadzonego modelowania dla kolejnych, narastających liczb Reynoldsa (od 991 do 6770). Dla każdej rozpatrywanej liczby Reynoldsa zamieszczone zostaną kontury pola prędkości u_{xy} , pola wektorowe prędkości u_{xy} oraz kontury pola całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE*, zdefiniowanej wzorem 4.2 na stronie 51. Pola wektorowe prędkości oraz kontury prędkości i energii *TKE* wyrysowane będą dla pionowej płaszczyzny symetrii układu ($z = 0$). Kolory, zarówno na polu konturowym prędkości, jak i wektorowym, odpowiadają długości wektorowej sumy składowych u_x i u_y . Natomiast kolory na konturowym polu całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE*, odpowiadają wartości tej energii.



Rys. 5.17. Wyniki modelowania *RANS* dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) pole wektorowe prędkości średniej (składowe u_x i u_y); c) całkowita energia kinetyczna turbulencji *TKE*. Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Wyniki modelowania przepływu z najniższą rozpatrywaną prędkością, dla której liczba Reynoldsa wynosiła $Re = 991$, zamieszczone zostały na rysunku 5.17. Możemy zauważyć, że

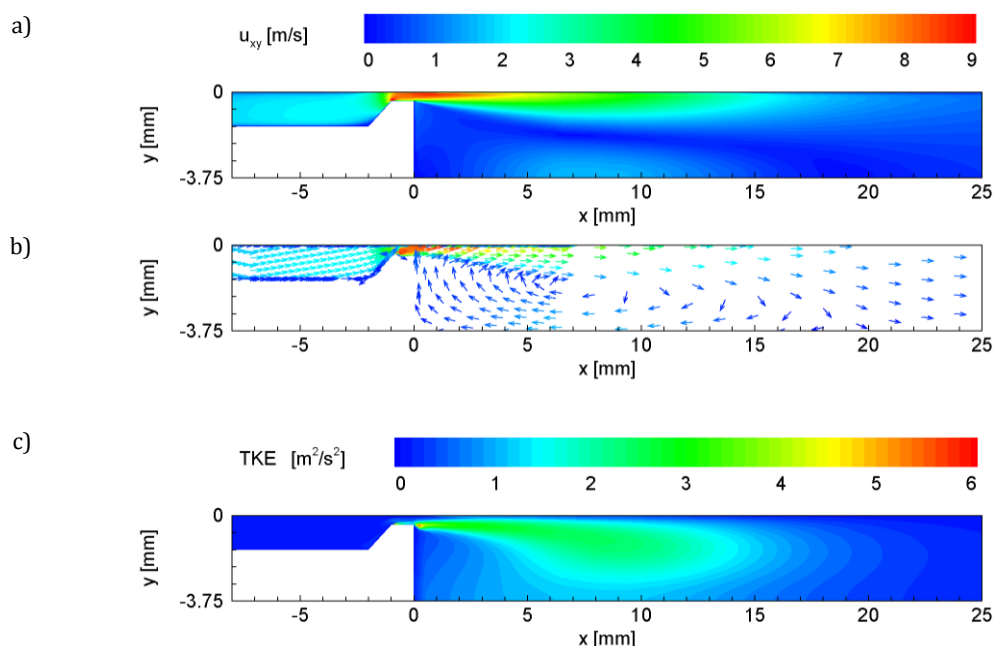
podobnie jak w przypadku symulacji *DNS*, prędkość maksymalna osiągnięta jest w mikrokanale i wynosi około 3.2 m/s (rys. 5.17a). W kanale wylotowym przepływ ma postać dużego wiru, gdzie przy górnej ścianie w pobliżu wylotu z mikrokanalu prędkość ma wartość zbliżoną do maksymalnej prędkości rejestrowanej w mikrokanale. W części centralnej kanału wylotowego natomiast prędkość ma wartości dużo niższe, dodatkowo, z uwagi na obecność wiru i strefy recyrkulacji, jest przeciwnie skierowana niż strumień płynący przy górnej ścianie (rys. 5.17b). Energia kinetyczna turbulencji *TKE* wartość maksymalną, równą około $2.8\text{ m}^2/\text{s}^2$, osiąga na wylocie mikrokanalu, tuż przy jego dolnej krawędzi (rys. 5.17c).



Rys. 5.18. Wyniki modelowania *RANS* dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 1839$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) pole wektorowe prędkości średniej (składowe u_x i u_y); c) całkowita energia kinetyczna turbulencji *TKE*. Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Bardzo podobna struktura przepływu obserwowana jest dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 1839$. Tutaj w mikrokanale osiągnięta jest prędkość równa 5.4 m/s , a za mikrokanalem przepływ ma również postać silnego strumienia płynącego tuż przy górnej ścianie kanału wylotowego, z dobrze widoczną strefą przepływu zwrotnego w części centralnej układu (rys. 5.18a i 5.18b). Widoczny na rysunku 5.18c rozkład energii *TKE* pokazuje, że przyjmuje ona, podobnie jak poprzednio, wartości maksymalne tuż za wylotem mikrokanalu. W tym przypadku wartość maksymalna *TKE* wynosi około $3\text{ m}^2/\text{s}^2$. Warto zauważyć, że wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa z 991 do 1839, prędkość maksymalna wzrosła o prawie 70% (od 3.2 m/s do 5.4 m/s), a maksymalna wartość energii *TKE* o niespełna 10% (od $2.8\text{ m}^2/\text{s}^2$ do $3\text{ m}^2/\text{s}^2$). Podkreślić też trzeba, że zarówno w przepływie z liczbą Reynoldsa równą 991, jak i 1839, w mikrokanale układu całkowita energia kinetyczna

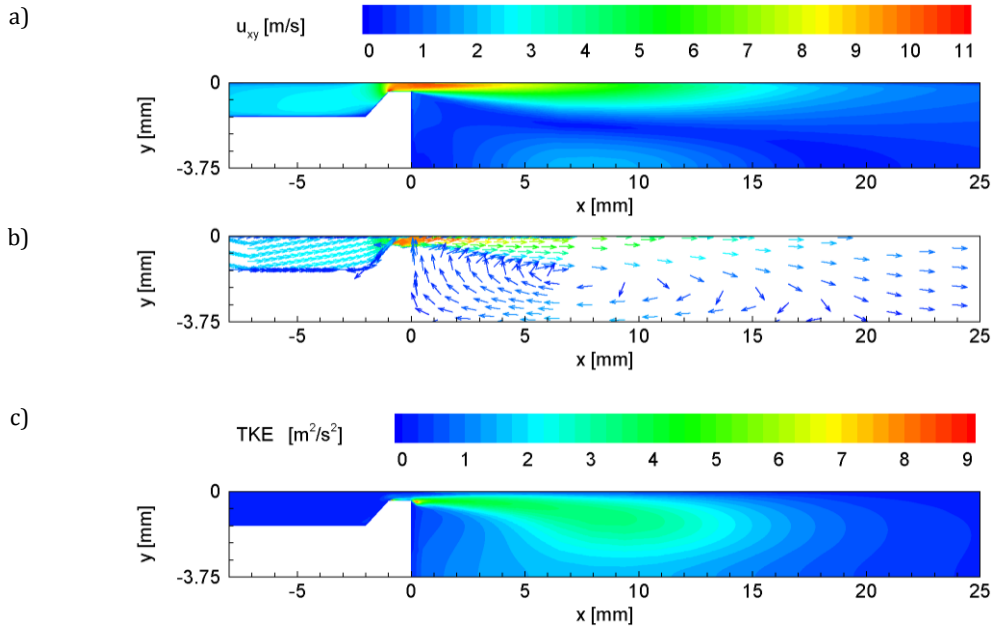
turbulencji TKE przyjmuje niskie wartości (poniżej $1\text{m}^2/\text{s}^2$), co świadczy o laminarności przepływu w mikrokanale dla tych liczb Reynoldsa.



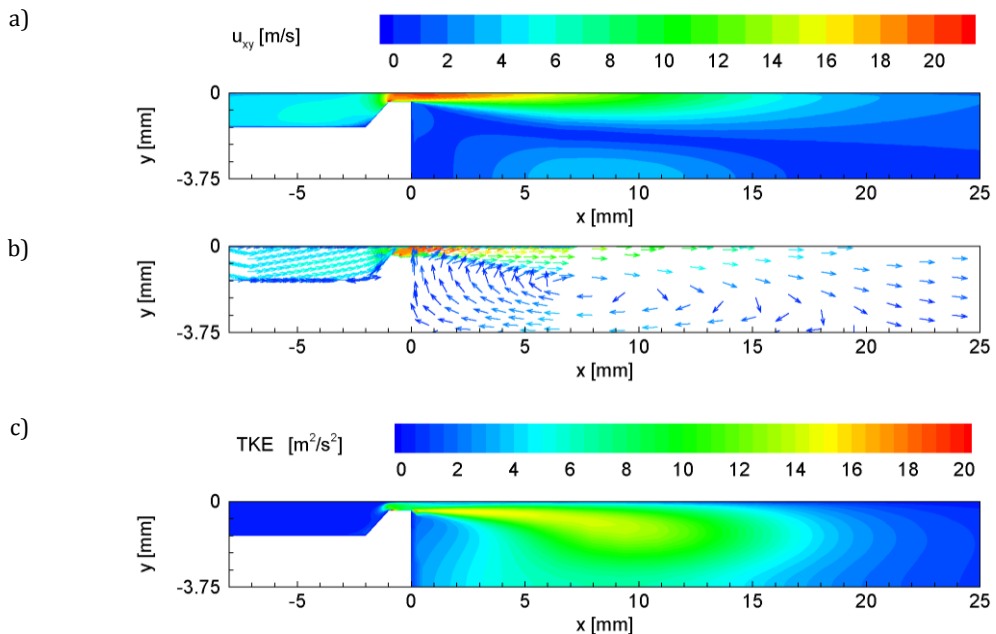
Rys. 5.19. Wyniki modelowania *RANS* dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 2804$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) pole wektorowe prędkości średniej (składowe u_x i u_y); c) całkowita energia kinetyczna turbulencji TKE . Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

Dalsze zwiększanie prędkości przepływu, a tym samym podnoszenie liczby Reynoldsa kolejno do 2804, 3337 i 6770 (kolejno rysunki 5.19, 5.20, 5.21), nie spowodowało zasadniczej zmiany w strukturze przepływu, nawet dla najwyższej z zadanych liczb Reynoldsa. Obserwowano jedynie wzrost obserwowanej prędkości oraz wzrost energii kinetycznej turbulencji. W kanale wylotowym przepływu dla wszystkich liczb Reynoldsa miał postać wiru, z silnym strumieniem przy górnej ściance kanału i strefą prędkości zwrotnej w części centralnej układu.

Zasadnicze różnice pojawiają się natomiast dla przepływu w mikrokanale. Eksperymenty i symulacje *DNS* wskazują, że przepływ w mikrokanale jest laminarny, średnie wartości energii kinetycznej turbulencji tke_{xz} nie przekraczają tam $2\text{m}^2/\text{s}^2$ dla liczby Reynoldsa równej 6770. Średnia wartość TKE w mikrokanale dla modelu *RANS* zawiera się od $0.03\text{m}^2/\text{s}^2$ dla przepływu z $Re = 991$ do około $7\text{m}^2/\text{s}^2$ dla $Re = 6770$.



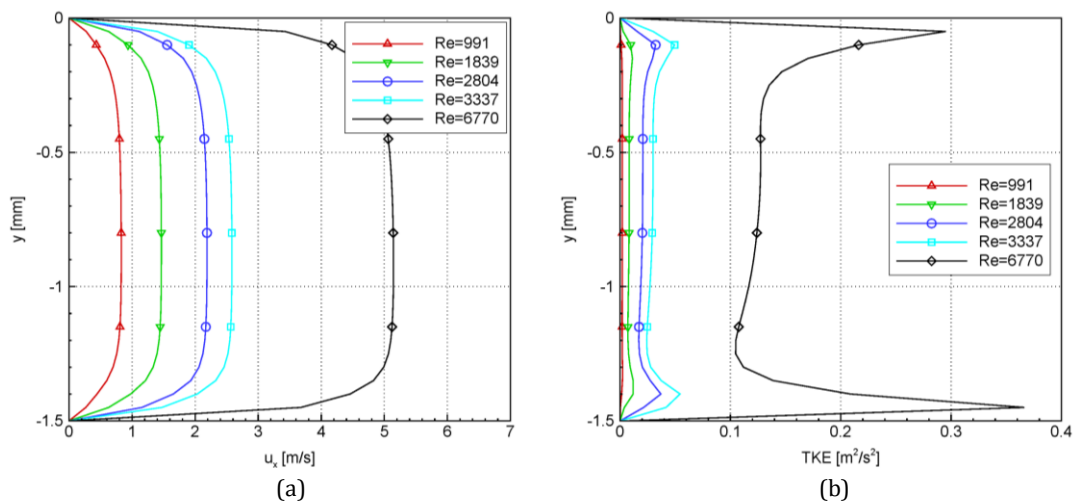
Rys. 5.20. Wyniki modelowania *RANS* dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) pole wektorowe prędkości średniej (składowe u_x i u_y); c) całkowita energia kinetyczna turbulencji *TKE*. Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)



Rys. 5.21. Wyniki modelowania *RANS* dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$; a) pole prędkości średniej – kolory odpowiadają wektorowej sumie składowych prędkości u_x i u_y ; b) pole wektorowe prędkości średniej (składowe u_x i u_y); c) całkowita energia kinetyczna turbulencji *TKE*. Przedstawione wyniki wyznaczone zostały dla pionowej płaszczyzny symetrii emulsyfikatora ($z = 0$)

W celu łatwiejszej analizy ilościowej uzyskanych wyników modelowania *RANS*, podobnie jak w przypadku symulacji *DNS*, rezultaty obliczeń przedstawiono w postaci pionowych profili składowej u_x prędkości oraz profili całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE* w wybranych lokalizacjach domeny obliczeniowej.

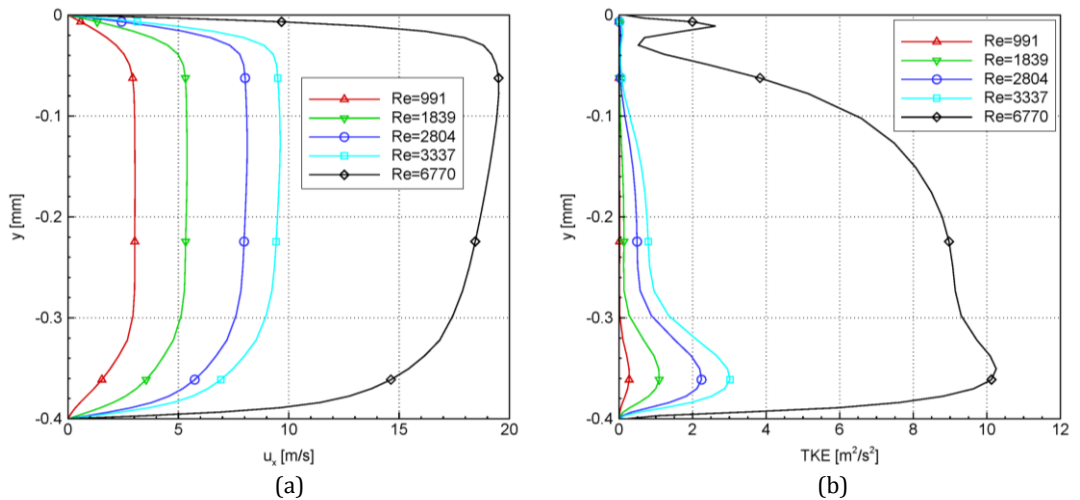
Na rysunku 5.22 przedstawiono profile wykreślone dla kanału wlotowego emulsyfikatora, w lokalizacji P_0 ($x = -4.0\text{mm}$), dla kolejnych, narastających liczb Reynoldsa. Wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa od 991 do 6770 nastąpił wzrost maksymalnej prędkości u_x od 0.8 m/s do 5.1 m/s (rys. 5.22a). Równocześnie nastąpił wzrost maksymalnej energii *TKE* od praktycznie zera dla przepływu z liczbą Reynoldsa 991 do około $0.37\text{ m}^2/\text{s}^2$ dla $Re = 6770$. Można również zauważyć, że energia kinetyczna turbulencji osiąga wartości maksymalne w niedalekim sąsiedztwie ścianek kanału, a w jego części centralnej przyjmuje wartości wyraźnie niższe. Podkreślić jednak należy, że zaobserwowana w kanale wlotowym najwyższa wartość *TKE*, równa $0.37\text{ m}^2/\text{s}^2$, jest wartością stosunkowo niską i raczej świadczy o laminarności przepływu.



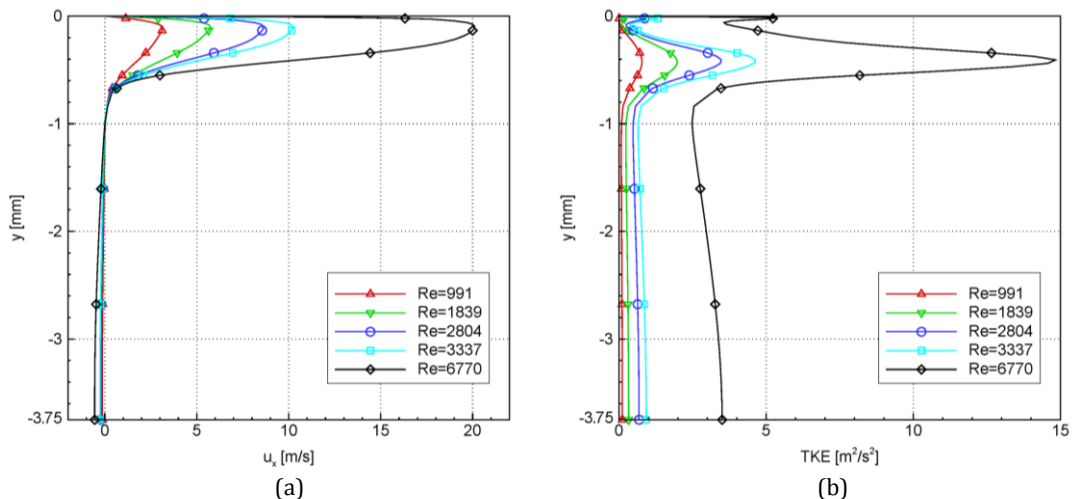
Rys. 5.22. Wyniki modelowania *RANS* w kanale wlotowym emulsyfikatora (lokalizacja P_0) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE*

W obszarze mikrokanalu profile wyznaczone na środku długości mikrokanalu, w lokalizacji P_{1-2} ($x = -0.5\text{mm}$). Na rysunku 5.23a pokazane zostały zmiany profilu prędkości u_x dla narastających liczb Reynoldsa. Prędkość osiąga tutaj wartości od około 3 m/s dla przepływu z liczbą Reynoldsa równą 991, do około 19.5 m/s dla $Re = 6770$. W odróżnieniu do wyników symulacji *DNS*, nie stwierdzono tutaj obecności wiru przy dolnej ściance kanału i wywołanych nim ujemnych wartości prędkości u_x , świadczących o zwrotnym kierunku przepływu (porównaj rys. 5.9a). Energia kinetyczna turbulencji *TKE* na środku długości mikrokanalu przyjmuje wartości maksymalne od około $0.3\text{ m}^2/\text{s}^2$ ($Re = 991$) do około $10\text{ m}^2/\text{s}^2$ ($Re = 6770$). Można zauważyć, że podobnie jak w symulacji *DNS*, energia kinetyczna turbulencji przyjmuje wyższe wartości w dolnej części mikrokanalu (rys. 5.23b).

Jednak zróżnicowanie wartości tej energii pomiędzy górną i dolną częścią mikrokanалу jest znacznie mniej silne niż w przypadku wyników symulacji *DNS* (porównaj 5.23b i 5.9b). Także grubość strefy, w której obserwowane są wysokie wartości *TKE*, w przypadku wyników modelowania *RANS*, jest znacznie większa, niż przewidywały to symulacje *DNS*.



Rys. 5.23. Wyniki modelowania *RANS* w połowie długości mikrokanалу emulsyfikatora (lokalizacja P_{1-2}) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE*

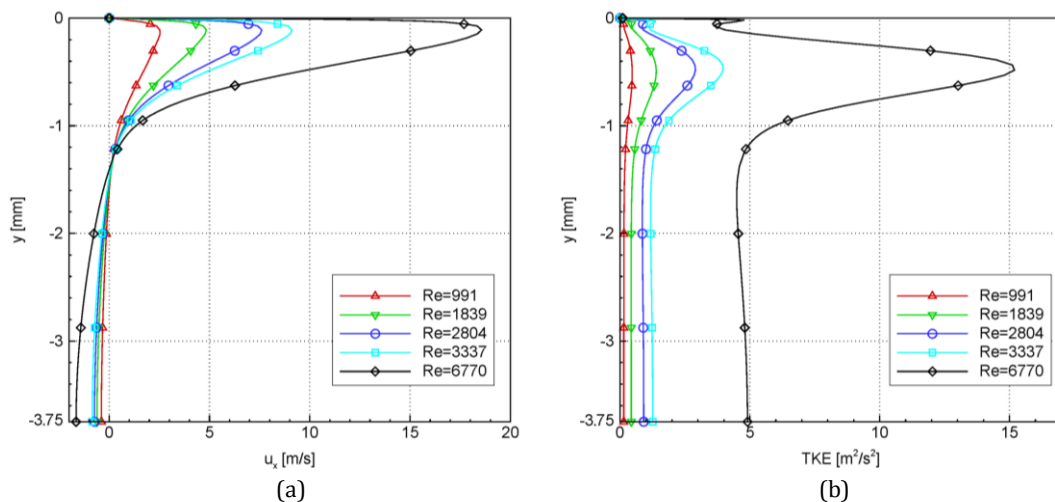


Rys. 5.24. Wyniki modelowania *RANS* w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 1mm od wylotu mikrokanалу (lokalizacja P_3) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE*

Na kolejnych trzech rysunkach (5.24, 5.25 i 5.26) pokazane zostanie, jaki wpływ na strukturę przepływu w kanale wylotowym emulsyfikatora, a tym samym kształt profili prędkości u_x i energii *TKE*, ma odległość od wylotu mikrokanалу. Wyrysowane na tych

rysunekach profile będą pokazywać albo rozkład prędkości u_x , albo energii TKE , od górnej ścianki kanału wylotowego (współrzędna $y = 0$) do jego poziomej płaszczyzny symetrii (współrzędna $y = -3.75\text{mm}$)¹.

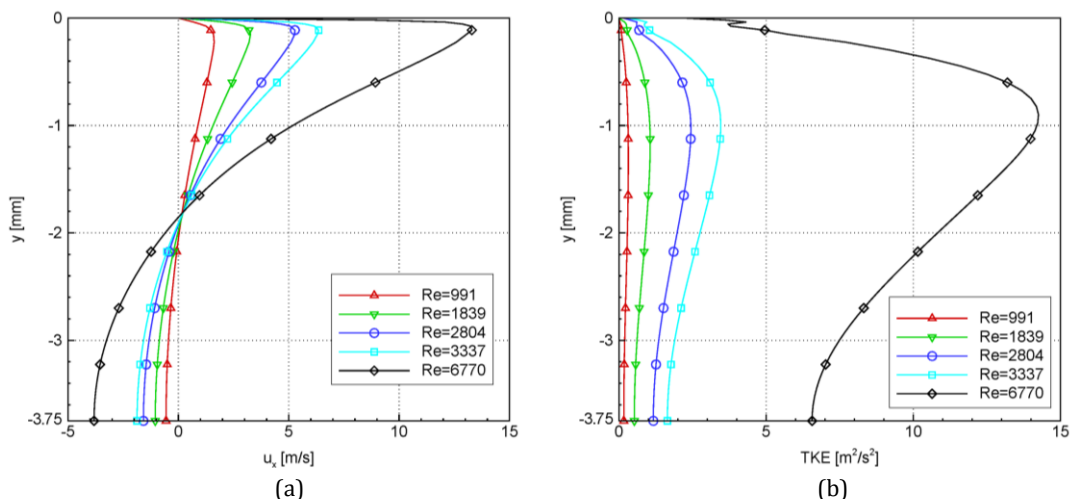
Rysunek 5.24 wykonany został dla odległości 1mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_3). Podobnie jak w przypadku symulacji *DNS*, przepływ ma tutaj postać silnego strumienia o niewielkiej grubości, zlokalizowanego tuż przy ściance kanału. Prędkości maksymalne strumienia są tutaj zbliżone do prędkości maksymalnych w mikrokanale (około 20 m/s dla $Re = 6770$), a w centralnej części kanału prędkości są bliskie zeru. Energia TKE wartości maksymalne także przyjmuje w pobliżu górnej ścianki kanału wylotowego. Dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$ ta wartość maksymalna wynosi około $15\text{m}^2/\text{s}^2$.



Rys. 5.25. Wyniki modelowania *RANS* w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_4) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil energii kinetycznej turbulencji TKE

W odległości 3mm od wylotu mikrokanalu prędkość maksymalna strumienia płynącego przy górnej ściance kanału wylotowego wynosi około 2.5 m/s dla $Re = 991$ i około 18 m/s dla $Re = 6770$ (rys. 5.25a). Zauważalna zaczyna też być tutaj ujemna prędkość w centralnej części kanału (dla $y = -3.75$ i liczby Reynoldsa $Re = 6770$ prędkość $u_x = -1.65\text{ m/s}$), świadcząca o istnieniu strefy recyrkulacji w tej części kanału. Energia TKE przyjmuje tutaj maksymalne wartości od około $0.5\text{m}^2/\text{s}^2$ dla $Re = 991$ do około $15\text{m}^2/\text{s}^2$ dla $Re = 6770$. Podobnie jak wcześniej, wartość maksymalną TKE osiąga w niedużej odległości od górnej ścianki kanału wylotowego (rys. 5.25b).

¹ Modelowanie *RANS* przeprowadzone zostało w domenie będącej $\frac{1}{4}$ całej, rzeczywistej geometrii emulsyfikatora, z zdefiniowanymi dwiema płaszczyznami symetrii: poziomą ($y = -3.75\text{mm}$) i pionową ($z = 0$).



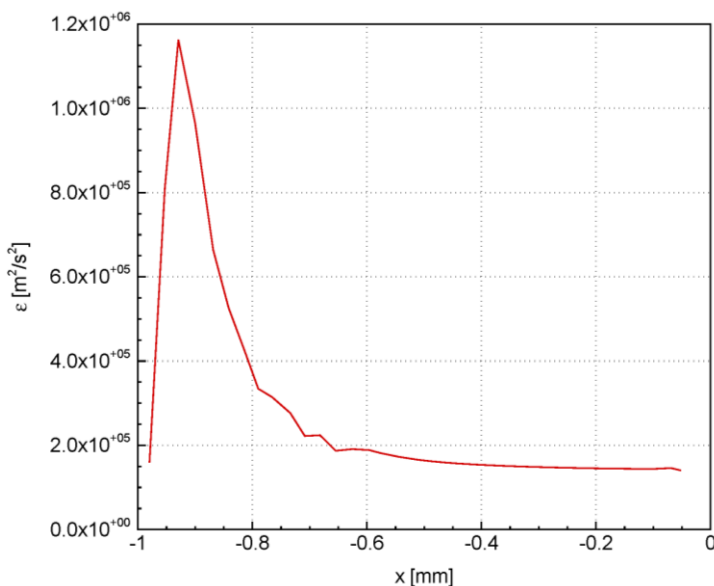
Rys. 5.26. Wyniki modelowania *RANS* w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 8mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P5) dla liczb Reynoldsa z zakresu $Re = 991 \div 6770$; a) profil prędkości średniej u_x , b) profil całkowitej energii kinetycznej turbulencji *TKE*

Zwiększenie odległości od wylotu mikrokanalu do 8mm spowodowało dalsze zwiększenie grubości strumienia płynu oraz obniżenie jego prędkości. Zwiększeniu uległa również prędkość zwrotna przepływu, do około -4 m/s na poziomej płaszczyźnie symetrii kanału wylotowego ($y = -3.75\text{mm}$) dla przepływu z liczbą Reynoldsa równą 6770 (rys. 5.26a). Energia kinetyczna turbulencji, w porównaniu z energią w odległości 3mm od wylotu kanału, uległa nieznacznemu zmniejszeniu, ale strefa jej wysokiej wartości objęła znacznie większy obszar kanału, a maksimum zostało przesunięte w kierunku centralnej części kanału wylotowego.

Podsumowując, na podstawie przeprowadzonego modelowania *RANS*, wykonanego dla pięciu różnych, narastających liczb Reynoldsa z zakresu $991 \div 6770$ można stwierdzić, że dla przepływu z największą prędkością, w mikrokanale stwierdzono znaczące fluktuacje prędkości, dające energię kinetyczną turbulencji przekraczającą $10\text{ m}^2/\text{s}^2$ (rys. 5.23b), przy czym obszar charakteryzujący się taką wysoką energią nie jest jedynie punktowym ogniskiem destabilizacji przepływu, jak to miało miejsce w przypadku symulacji *DNS* (porównaj rys. 5.11).

Dodatkowo można stwierdzić, że w kanale wylotowym układu, wraz z oddalaniem się od wylotu mikrokanalu następuje zwiększanie grubości strumienia płynącego od mikrokanalu przy górnej ściance kanału wylotowego w kierunku wylotu z układu. Następuje również, wraz z oddalaniem się od wylotu z mikrokanalu oraz wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa, wzrost prędkości przepływu zwrotnego z centralnej części kanału wylotowego. Analiza profili energii kinetycznej turbulencji wykazała dodatkowo, że wraz z odległością od wylotu z mikrokanalu powiększa się strefa silnych fluktuacji, obejmująca w bezpośrednim sąsiedztwie mikrokanalu jedynie niewielki obszar przy górnej ściance układu, a w odległości 8mm już znaczną część kanału wylotowego. Przesunięciu w kierunku poziomej płaszczyzny symetrii uległ również rejon przepływu, w którym obserwowane są wartości maksymalne *TKE*.

Ważnym wnioskiem z przeprowadzonych obliczeń z wykorzystaniem modelu *RANS* jest spostrzeżenie, że modelowanie takie może dawać zawyżone wartości energii kinetycznej turbulencji. Zgodnie z wynikiem modelowania *RANS*, energia ta w mikrokanale przekracza $10\text{ m}^2/\text{s}^2$, co wskazuje na obecność znacznych fluktuacji prędkości, których istnienie zostało wykluczone eksperymentalnie i poprzez symulacje *DNS*. Wyniki symulacji *DNS* dowiodły również, że w mikrokanale dyssypacja energii turbulencji ε jest na bardzo niskim poziomie, rzędu $10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}^3$. Ten sam współczynnik, wyznaczony w obliczeniach *RANS* przy wykorzystaniu modelu $k - \varepsilon$ jest o kilka rzędów większy. Na rysunku 5.29 przedstawiono profil współczynnika dyssypacji energii kinetycznej turbulencji ε wzdłuż mikrokanalu. Na wlocie do mikrokanalu osiąga on wartość ponad $10^6\text{ m}^2/\text{s}^3$, co wskazuje na turbulentny charakter przepływu z bardzo intensywnym rozpraszaniem energii w najmniejszych wirach co, jak wykazano wcześniej, nie jest prawdą. Uśredniona po całym mikrokanale wartość współczynnika ε , wyznaczona w obliczeniach *RANS* wynosi około $3.6 \cdot 10^5\text{ m}^2/\text{s}^3$. Jest to, w porównaniu z wynikiem symulacji *DNS*, wartością bardzo zawyżoną. Obliczenia *RANS* z wykorzystaniem modelu $k - \varepsilon$ dały wiarygodne wyniki jedynie w zakresie wartości średnich prędkości. Wartość energii turbulencji oraz jej dyssypacja zostały znacznie przeszacowane, co skłania do wniosku, że używanie modeli turbulencji do modelowania przepływów, które w niektórych obszarach nie są w rzeczywistości turbulentnymi, prowadzi często do uzyskania błędnych wyników. Należy zatem, przy wykorzystaniu różnego rodzaju modeli turbulencji, zachować ostrożność, gdyż zakładanie burzliwego charakteru przepływu jedynie w oparciu o wysoką liczbę Reynoldsa i na tej podstawie korzystanie z modeli turbulencji, nie zawsze jest poprawne. Przeprowadzenie obliczeń z użyciem takich modeli powinno być poprzedzone wstępną, ale wiarygodną analizą rzeczywistego charakteru przepływu.

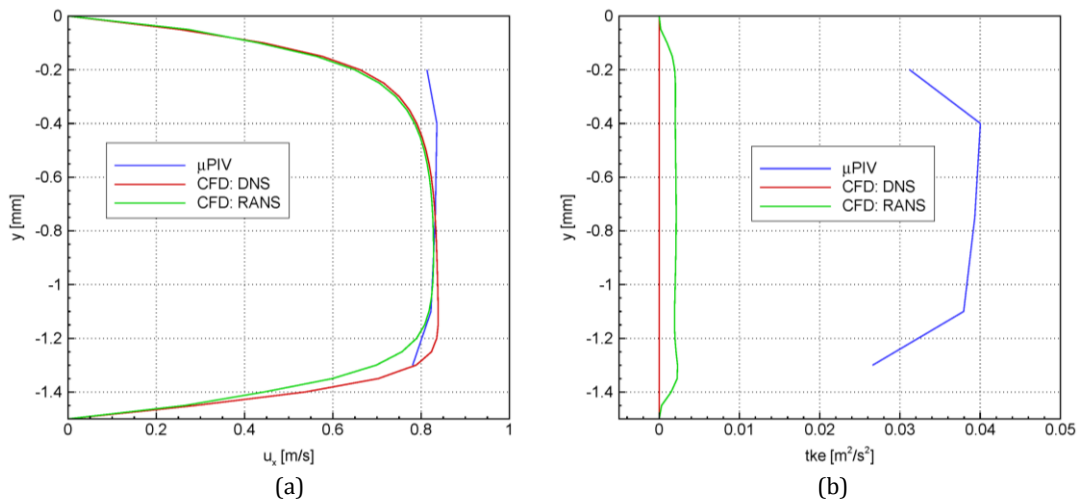


Rys. 5.27. Współczynnik dyssypacji energii turbulencji ε wzdłuż mikrokanalu wyznaczony numerycznie z wykorzystaniem modelu $k - \varepsilon$ dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$

5.3.3. Porównanie wyników numerycznych i eksperymentalnych

W celu sprawdzenia poprawności przeprowadzonych obliczeń numerycznych dokonano porównania ich rezultatu z danymi eksperymentalnymi. Na poniżej zamieszczonych rysunkach porównane zostaną profile składowej u_x prędkości średniej oraz profile energii kinetycznej turbulencji wyznaczone eksperymentalnie (μ PIV; linie niebieskie) oraz obliczone numerycznie z wykorzystaniem modelu *RANS* (CFD: *RANS*; linie zielone) i poprzez symulację *DNS* (CFD: *DNS*; linie czerwone). Porównania dokonano dla czterech różnych lokalizacji w modelu emulsyfikatora (w kanale wlotowym układu, w jego mikrokanale oraz w kanale wylotowym – w odległości 3mm i 8mm od wylotu mikrokanalu) oraz dla trzech liczb Reynoldsa (skrajnych: 991 i 6770 oraz pośredniej równej 3337).

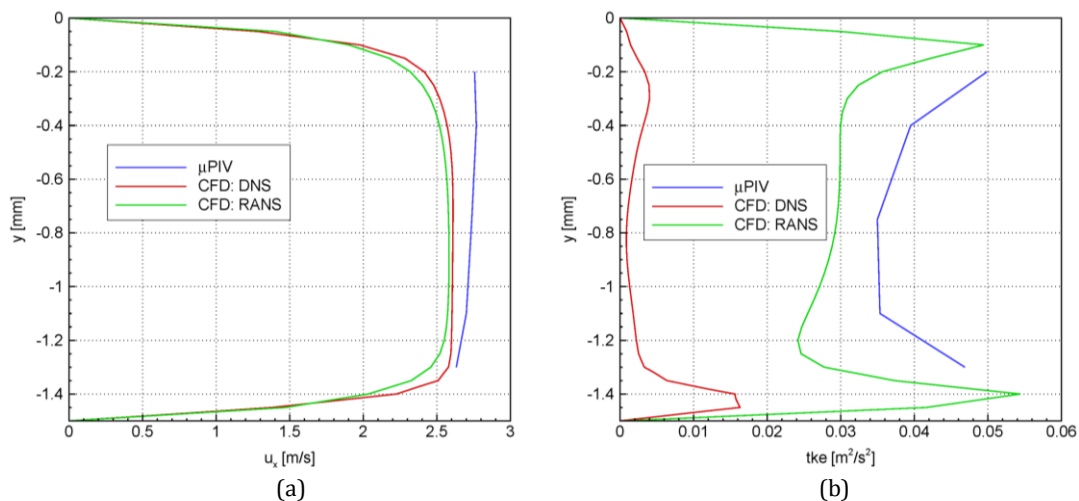
Jak można zauważyć na rysunkach 5.28 i 5.29, w kanale wlotowym układu (lokalizacja P_0), dla przepływów z liczbą Reynoldsa 991 i 3337 (odpowiednio rysunki 5.28 i 5.29) osiągnięto dobrą zgodność pomiędzy wynikami eksperymentalnymi i numerycznymi. Pozorne, dość duże oddalenie linii niebieskiej na rysunku 5.28b, będącej profilem energii kinetycznej turbulencji wyznaczonej eksperymentalnie, od profili wyznaczonych numerycznie, jest głównie wynikiem bardzo małego zakresu wartości na osi poziomej wykresu. Różnice pomiędzy poszczególnymi profilami są mniejsze niż $0.04 \text{ m}^2/\text{s}^2$, co jest wartością bardzo małą, mniejszą od dokładności techniki μ PIV.



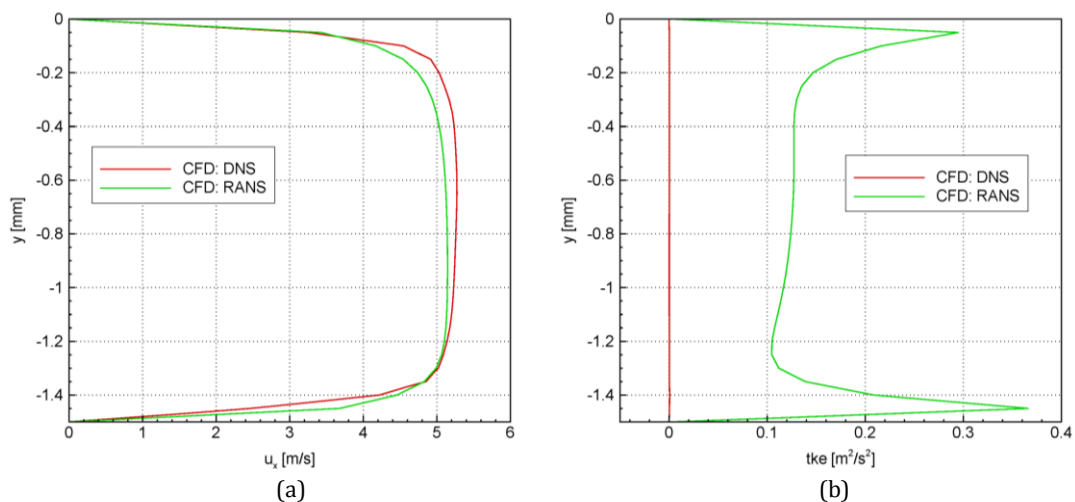
Rys. 5.28. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji *DNS* (CFD: *DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (CFD: *RANS* – linia zielona) w kanale wlotowym emulsyfikatora (lokalizacja P_0) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji

Dla liczby Reynoldsa równej 6770 w kanale wylotowym wykonano jedynie porównanie wyników numerycznych (*DNS* i *RANS*), gdyż w tej lokalizacji pomiary μ PIV wykonane zostały jedynie dla przepływów z liczbami Reynoldsa z zakresu $991 \div 3337$ (rys. 5.30). Widoczne na rysunku 5.30a porównanie profili prędkości u_x wskazuje na bardzo dobrą zgodność obu

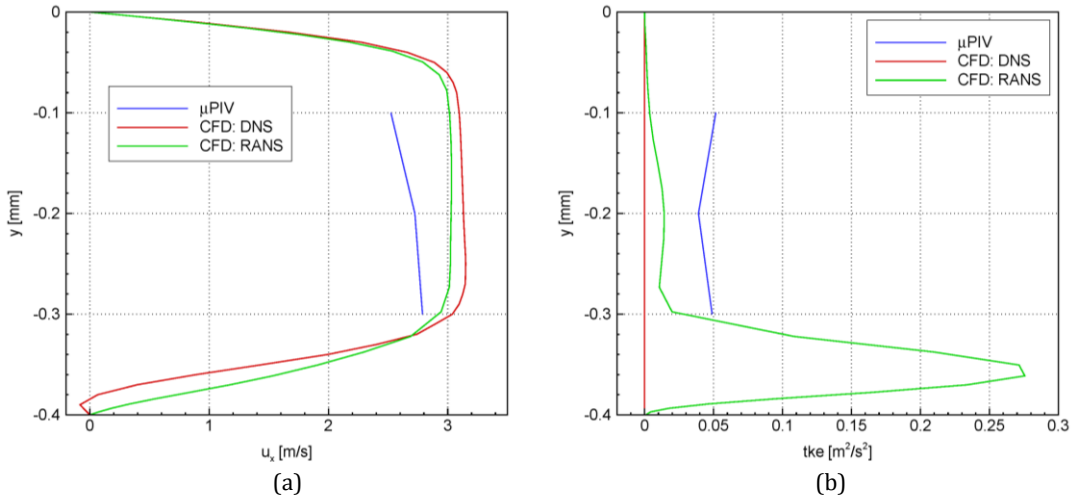
wyników numerycznych. Przedstawione na rysunku 5.30b profile energii kinetycznej turbulencji wskazują, że według symulacji *DNS* w tym miejscu jest zupełny brak fluktuacji prędkości ($tke = 0$). Natomiast wyniki modelowania *RANS* wskazują na istnienie pewnych, ale bardzo małych, fluktuacji. Jest to zgodne z wcześniejszymi spostrzeżeniami, że obliczenia wykorzystujące modele turbulencji często zawiązują parametry opisujące tą turbulencję.



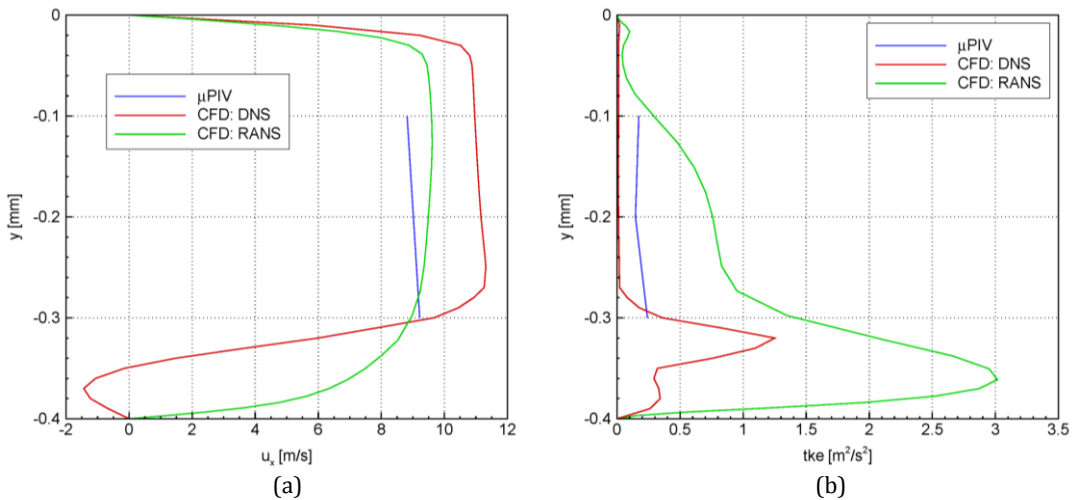
Rys. 5.29. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji *DNS* (*CFD: DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (*CFD: RANS* – linia zielona) w kanale wlotowym emulsyfikatora (lokalizacja P_0) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji



Rys. 5.30. Porównanie wyników symulacji *DNS* (*CFD: DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (*CFD: RANS* – linia zielona) w kanale wlotowym emulsyfikatora (lokalizacja P_0) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji



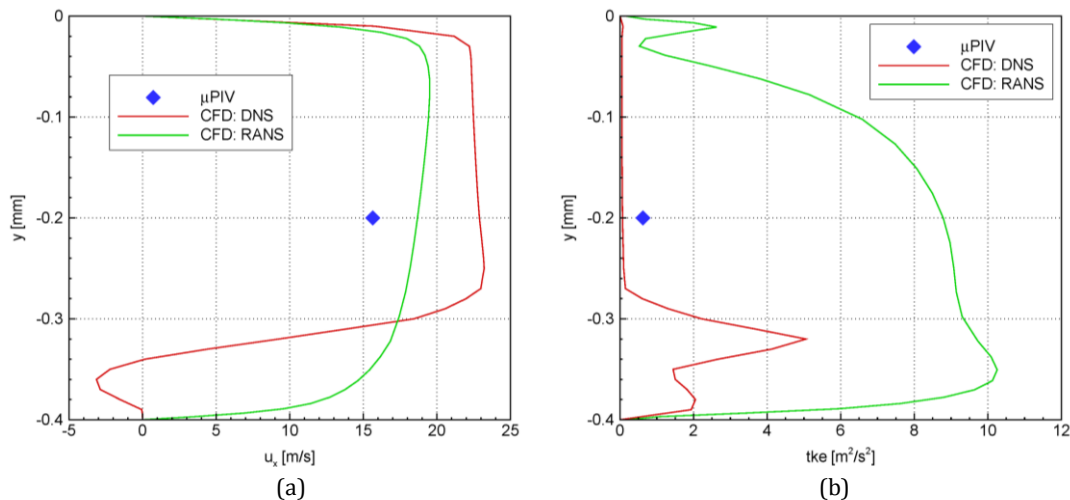
Rys. 5.31. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji DNS (CFD: DNS – linia czerwona) i modelowania RANS (CFD: RANS – linia zielona) w mikrokanale emulsyfikatora (lokalizacja P₁₋₂) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji



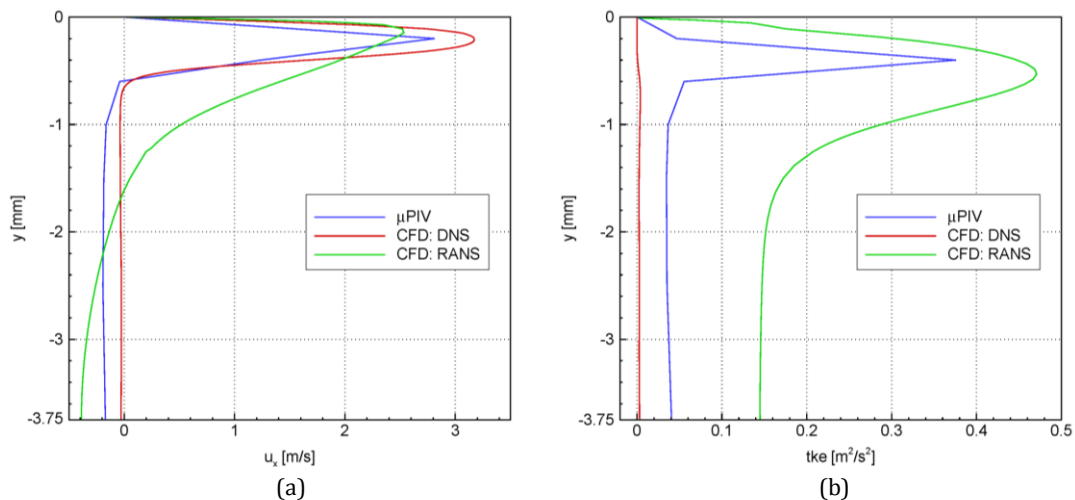
Rys. 5.32. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji DNS (CFD: DNS – linia czerwona) i modelowania RANS (CFD: RANS – linia zielona) w mikrokanale emulsyfikatora (lokalizacja P₁₋₂) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji

Dla obszaru mikrokanalu porównania profili prędkości u_x i energii tke dokonano w połowie długości mikrokanalu (lokalizacja P₁₋₂, $x = -0.5\text{mm}$). Dla przepływów z liczbami Reynoldsa równymi 991 i 3337 można stwierdzić zadowalającą zgodność profili prędkości - różnice pomiędzy nimi są maksymalnie na poziomie kilkunastu procent (rys. 5.31a i 5.32a). Należy też podkreślić, że obliczenia RANS nie wykazały istnienia wiru przy dolnej ścianie kanału, widocznego na wynikach symulacji DNS (ujemne wartości prędkości na rys. 5.31a, a

5.32a i 5.33a). Niestety pomiary μ PIV nie były w stanie potwierdzić jego obecności, gdyż wykonane były w odległości równej co najmniej $100\mu\text{m}$ od ścianki mikrokanalu (a według symulacji *DNS* wir ten znajduje się bliżej ścianki niż $100\mu\text{m}$).



Rys. 5.33. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, niebieski symbol \blacklozenge) oraz numerycznych: symulacji *DNS* (*CFD: DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (*CFD: RANS* – linia zielona) w mikrokanale emulsyfikatora (lokalizacja P_{1-2}) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji

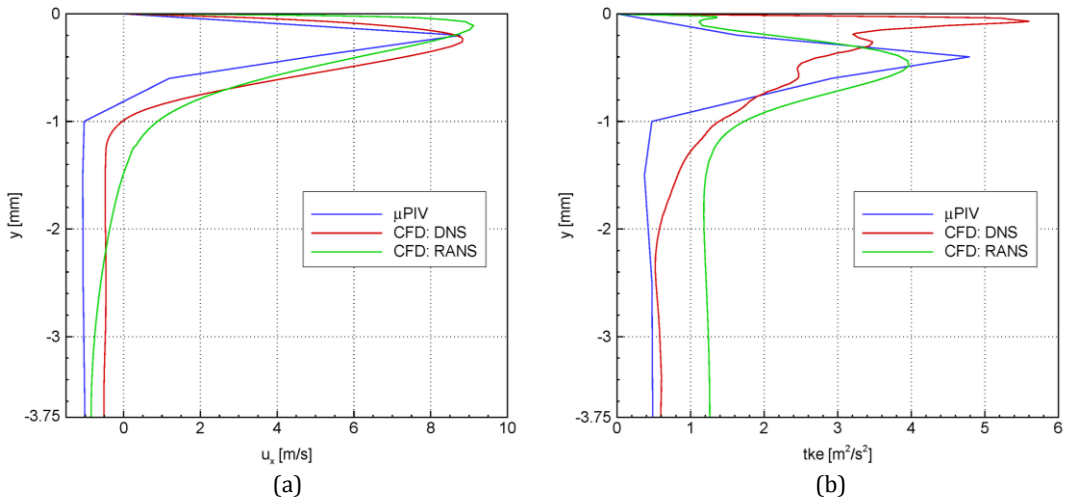


Rys. 5.34. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji *DNS* (*CFD: DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (*CFD: RANS* – linia zielona) w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_4) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji

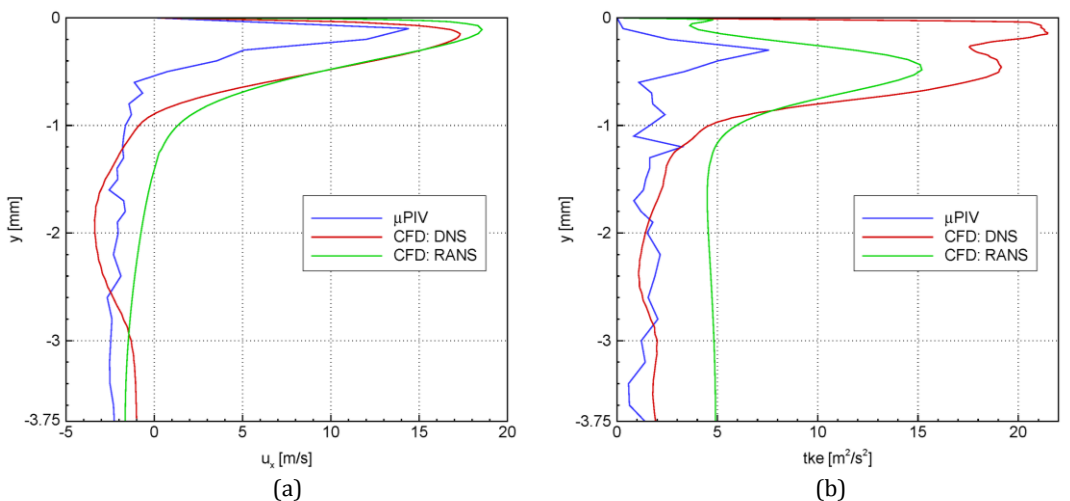
Dla liczby Reynoldsa równej 6770 zarejestrowano również zadowalającą zgodność wyników. Przy czym pomiary μ PIV wykonane były jedynie w jednym punkcie dla tej

lokalizacji – na środku wysokości kanału ($y = -0.2\text{mm}$). Stąd też, na rysunku 5.33a wynik eksperymentalny zaznaczony jest tylko jako jeden punkt pomiarowy (a nie cały profil).

Dla obszaru mikrokanalu stwierdzono natomiast, dla wszystkich liczb Reynoldsa, dobrą zgodność energii kinetycznej turbulencji wyznaczoną eksperymentalnie i poprzez symulacje DNS (rys. 5.31b, 5.32b i 5.33b). Modelowanie RANS, podobnie jak w przypadku kanału wlotowego, przeszacowało wartość fluktuacji prędkości.

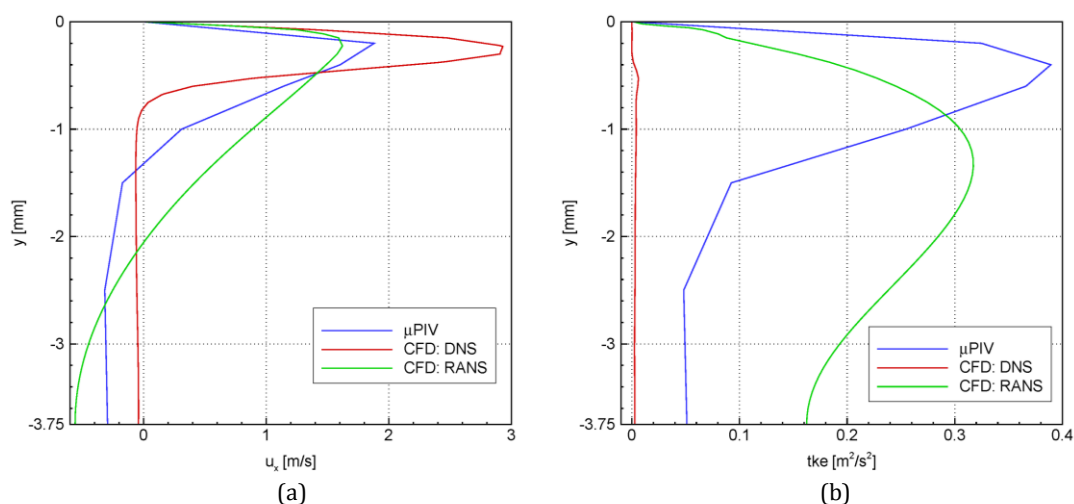


Rys. 5.35. Porównanie wyników eksperymentalnych (μPIV , linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji DNS (CFD: DNS – linia czerwona) i modelowania RANS (CFD: RANS – linia zielona) w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P₄) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji



Rys. 5.36. Porównanie wyników eksperymentalnych (μPIV , linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji DNS (CFD: DNS – linia czerwona) i modelowania RANS (CFD: RANS – linia zielona) w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P₄) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji

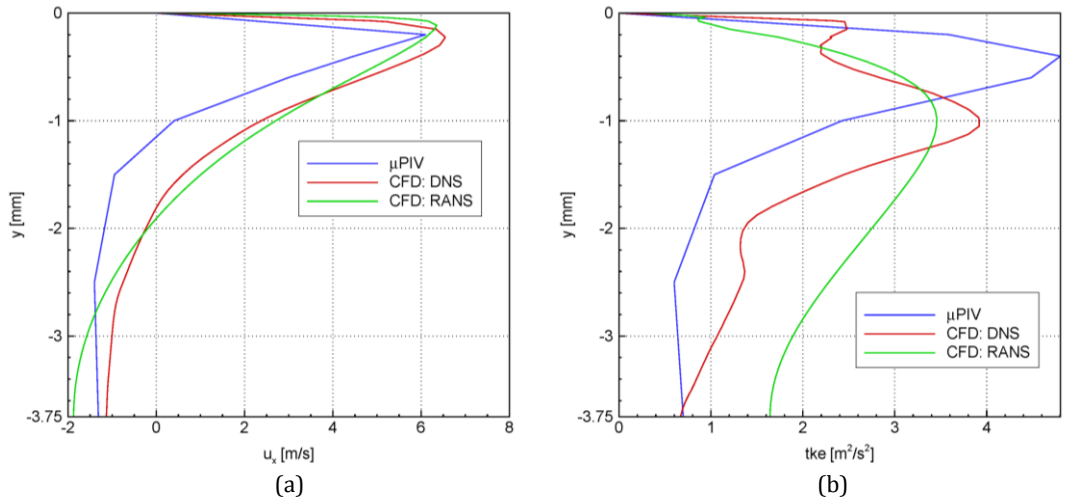
W kanale wylotowym, w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu kanału, profile prędkości uzyskane zarówno eksperymentalnie, jak i numerycznie, wykazują również dobrą zgodność (rys. 5.34a, 5.35a i 5.36a). W przypadku energii kinetycznej turbulencji zgodność ta jest natomiast zadowalająca (rys. 5.34b, 5.35b i 5.36b). Podobnie jak wcześniej, różnice pomiędzy wynikami widocznymi na rysunku 5.34b są tylko pozornie duże, gdyż zakres wartości na poziomej osi układu współrzędnych jest niewielki. Niemniej jednak można zauważyć, że w odległości 3mm od wylotu mikrokanalu, dla przepływów z niższymi liczbami Reynoldsa wyniki eksperymentalne dają większe wartości fluktuacji niż symulacje DNS (rys. 5.34b), a dla przepływów z większymi liczbami Reynoldsa jest odwrotnie – obecność większych fluktuacji wskazuje symulacja DNS (rys. 5.36b). Przyczyną tego może być duży, względny błąd pomiarów techniką μ PIV dla przepływów z niewielkimi prędkościami, czego skutkiem mogą być „niefizyczne” fluktuacje prędkości, będące w rzeczywistości szumem pomiarowym.



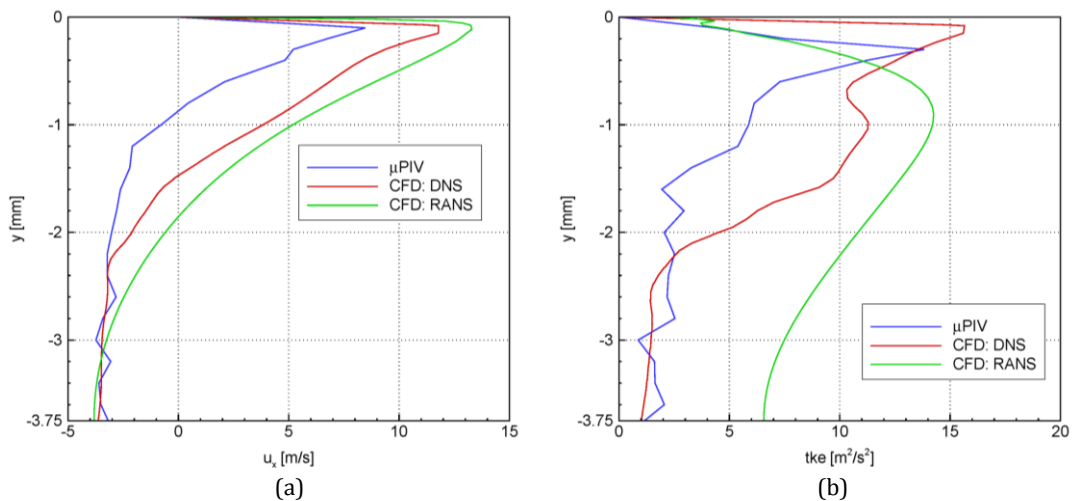
Rys. 5.37. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji DNS (CFD: DNS – linia czerwona) i modelowania RANS (CFD: RANS – linia zielona) w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 8mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P₅) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii turbulencji

W odległości 8mm od wylotu mikrokanalu nadal obserwowana jest stosunkowo dobra zgodność profili prędkości, dla wszystkich trzech liczb Reynoldsa (rys. 5.37a, 5.38a i 5.39a). Natomiast w profilach energii kinetycznej turbulencji różnice stały się znaczące. Dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 991$ pomiary μ PIV wskazują na istnienie dużo większych fluktuacji prędkości niż symulacja DNS (rys. 5.37b). Tak jak poprzednio, przyczyną tego mogą być duże względne błędy pomiarowe dla przepływów z niskimi prędkościami. Jednak wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa i tym samym prędkości przepływu oraz związanym z tym zmniejszeniem się względnego błędu pomiarowego, zgodność pomiędzy wynikami eksperymentalnymi i rezultatami symulacji DNS staje się większa (rys. 5.38b i 5.39b).

Podsumowując można stwierdzić, że w najbardziej istotnym obszarze rozpatrywanego modelu emulsyfikatora, czyli w jego mikrokanale, osiągnięto zadowalającą zgodność wyników eksperymentalnych i numerycznych, uzyskanych na drodze symulacji *DNS*. Jednocześnie wyniki modelowania *RANS* wykazują istotnie zawyżoną wartość fluktuacji prędkości. Jak już napisano wcześniej, przyczyną tego zawyżenia może być „sztuczne” wprowadzenie turbulencji przez użyty model $k - \varepsilon$, który *a priori* zakłada burzliwy charakter przepływu.



Rys. 5.38. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji *DNS* (*CFD: DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (*CFD: RANS* – linia zielona) w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 8mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_5) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji



Rys. 5.39. Porównanie wyników eksperymentalnych (μ PIV, linia niebieska) oraz numerycznych: symulacji *DNS* (*CFD: DNS* – linia czerwona) i modelowania *RANS* (*CFD: RANS* – linia zielona) w kanale wylotowym emulsyfikatora w odległości 8mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_5) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$; a) porównanie profili prędkości, b) porównanie profili energii kinetycznej turbulencji

W kanale wylotowym układu osiągnięto zadowalającą zgodność jakościową wyników eksperymentalnych i numerycznych, które zgodnie stwierdzają, że przepływ tutaj ma postać silnego strumienia płynącego przy górnej ściance kanału. Strumień ten prędkość maksymalną osiąga w niewielkiej odległości od górnej ścianki, natomiast w części centralnej kanału wylotowego znajduje się strefa recyrkulacji, z wyraźnie widoczną zwrotną, ujemną prędkością.

6. Numeryczna i eksperymentalna analiza przepływu przez kanał o geometrii prowadzącej do znacznej redukcji krytycznej liczby Reynoldsa

Wcześniejsze rozważania poświęcone były przepływowi przez mikrokanal, w którym wskutek niewielkiej długości zaobserwowano przesunięcie przejścia laminarno-turbulentnego w kierunku wyższych liczb Reynoldsa. Niewielka długość kanału sprawiała, że opory hydrauliczne pozostawały na stosunkowo niskim poziomie nawet dla przepływów z dużymi prędkościami. Dzięki temu było możliwe wytwarzanie mikroprzepływów o dużych naprężeniach ścinających, przy jednoczesnym zachowaniu niskich strat hydraulicznych, a tym samym możliwe się stało wytworzenie wydajnego mechanizmu rozdrabniania kropelek fazy rozproszonej, który może być wykorzystany np. w procesie produkcji emulsji i aerozoli.

W wielu urządzeniach mikroprzepływowych, takich jak mikromieszalniki i mikrowymienniki ciepła, obecność dużych naprężeń ścinających przepływu nie jest konieczna. Wystarczająco wydajnym mechanizmem, na którym opierać się będzie ich praca, jest obecność dostatecznie silnych struktur wirowych, które w istotnym stopniu mogą zwiększać intensywność procesów wymiany ciepła i masy. W rozdziale tym zostanie wykazane, że odpowiednia konfiguracja geometrii ścianek kanału może spowodować znaczne obniżenie liczby Reynoldsa, przy której przepływ staje się niestabilny i małe początkowe zaburzenia przepływu będą ulegać wzmocnieniu, prowadząc do wytworzenia przepływu o skomplikowanej i chaotycznej strukturze wirowej.

Istnieje wiele rozwiązań intensyfikujących proces mieszania w układach mikroprzepływowych. Duży wzrost wydajności pracy obserwowany jest w mikromieszalnikach aktywnych [68, 69, 70]. Niestety układy takie mają na ogół skomplikowaną budowę i wymagają dostarczania z zewnątrz energii niezbędnej do ich pracy. Mieszalniki pasywne natomiast nie potrzebują dodatkowego dostarczania energii, ale mają mniejszą efektywność w porównaniu z mieszalnikami aktywnymi. Intensyfikacja ich wydajności osiągana jest najczęściej przez wprowadzanie złożonych kształtów geometrii [7], co niestety zazwyczaj powoduje istotny wzrost oporów hydraulicznych. Budowa pasywnych mikromieszalników jest zatem pewnym kompromisem pomiędzy efektywnością ich działania, a komplikacją ich geometrii i związanym z nią wzrostem oporów przepływu.

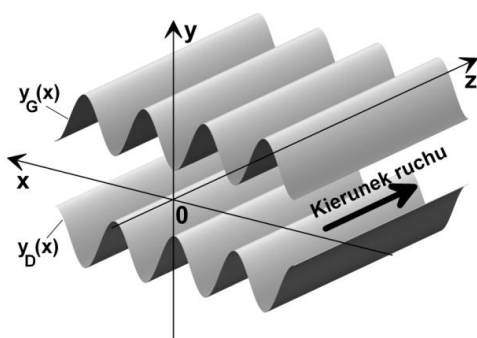
W niniejszym rozdziale podjęta zostanie próba numerycznego i eksperymentalnego potwierdzenia rozważań teoretycznych przeprowadzonych przez Szumbarckiego [71]. Bazując na liniowej analizie stateczności przepływu podał on charakterystyki geometryczne pofalowania ścianek kanału, dzięki któremu możliwe jest znaczne obniżenie krytycznej liczby Reynoldsa (nawet do wartości $Re \sim 60$), powyżej której wzmocnione będą nawet niewielkie początkowe zaburzenia przepływu, aż do uzyskania nowej, złożonej formy ruchu. Dodatkowo pofalowanie to nie wprowadza żadnych dodatkowych oporów hydraulicznych, w porównaniu do przepływu Poiseuille'a w kanale o analogicznym polu przekroju poprzecznego, utworzonym przez płaskie równoległe ścianki. W pracy przewidywany efekt destabilizacji

badany będzie głównie numerycznie metodą objętości skończonych wykorzystując symulacje DNS, które pozwolą na określenie typu bifurkacji w okolicy punktu krytycznego. Podana zostanie również charakterystyka wzmocnienia zaburzeń dla rosnących liczb Reynoldsa przepływu. Przedstawione zostaną też wyniki wstępnego eksperymentu, potwierdzające poprawność przeprowadzonych symulacji numerycznych i przewidywań teoretycznych podanych przez Szumbarckiego [71].

Zaproponowany przez Szumbarckiego kanał utworzony jest przez dwie sinusoidalnie pofalowane powierzchnie, przedstawione na rysunku 6.1. Kształt pofalowania ścian kanału opisany jest za pomocą bezwymiarowych, x -okresowych funkcji:

$$\begin{aligned} y_D(x) &= -1 + S \cos(\alpha x), \\ y_G(x) &= 1 - S \cos(\alpha x), \end{aligned} \tag{6.1}$$

gdzie $S \geq 0$ jest amplitudą pofalowania, a α jego liczbą falową. Przepływ płynu w kanale odbywa się w kierunku rosnących wartości osi z , tak jak wskazuje czarna strzałka na rysunku 6.1.



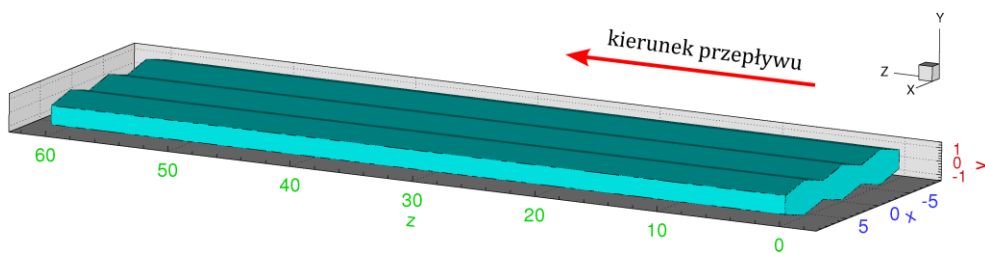
Rys. 6.1. Schematyczny obraz pofalowania poprzecznych ścianek kanału z naniesionym układem współrzędnych i zaznaczonym kierunkiem przepływu płynu

Liniowa analiza stateczności przepływu przez taki kanał, przeprowadzona przez Szumbarckiego, wskazała, że maksymalny efekt wzmocnienia zachodzi dla pofalowania o amplitudzie równej $S = 0.392$ i liczbie falowej $\alpha = 1.039$. Dla takiej geometrii krytyczna liczba Reynoldsa, powyżej której początkowe zaburzenia przepływu ulegają wzmocnieniu, zredukowana została do $Re_{cr} = 57.4$ [72]. Ważne jest, że pofalowanie to nie spowodowało wzrostu oporów przepływu, w porównaniu z przepływem Poiseuille'a wymuszonym identycznym gradientem ciśnienia¹. Co więcej, prace Szumbarckiego wykazały nieznaczny, około 5% spadek tych oporów [71].

¹ Tzn. porównano wydatki objętościowe dwóch niezaburzonych przepływów (tzn. przepływów z liczbą Reynoldsa $Re < Re_{cr}$), wymuszonych takim samym gradientem ciśnienia; jeden przepływ odbywał się w rozważanym kanale z pofalowanymi ściankami, a drugi był odpowiadającym mu przepływem

6.1. Symulacja numeryczna DNS

Symulacja numeryczna przepływu newtonowskiej, nieściśliwej cieczy wykonana została metodą objętości skończonych poprzez bezpośrednie rozwiązywanie pełnego, trójwymiarowego, niestacjonarnego układu równań Naviera-Stokesa (tzw. DNS – opis metody przedstawiony został w rozdziale 3.1). Na potrzeby symulacji DNS zdefiniowano geometrię podobną do zaproponowanej przez Szumbarskiego. Sinusoidalnie pofalowane ścianki zastąpiono ściankami składającymi się z płaskich powierzchni [73], jak na rysunkach 6.2 i 6.3. Taka modyfikacja geometrii podyktowana została chęcią wygenerowania siatki o możliwie najmniej skomplikowanej budowie oraz koniecznością późniejszego wykonania modelu eksperymentalnego. Niemniej starano się zachować wartości amplitudy S i liczby falowej¹ α jak najbliższe wyznaczonym teoretycznie. Stosując opis bezwymiarowy² amplituda pofalowania ścian wygenerowanej geometrii wynosiła $S = 0.3$, a liczba $\alpha = 1.05$ (co dało okres pofalowania równy $\lambda = 2\pi/\alpha \cong 6$).



Rys. 6.2. Geometria kanału zdefiniowana na potrzeby symulacji numerycznych, z zaznaczonym czerwoną strzałką kierunkiem przepływu wzdłuż osi z

Model teoretyczny [71] opierał się na geometrii kanału nieograniczonego w kierunkach x i z . W niniejszej pracy wykonano numeryczną analizę przepływu w dwóch konfiguracjach geometrycznych kanału. W pierwszej konfiguracji rozpatrywano przepływ w kanale nieograniczonym w kierunkach x i z , z zadanymi periodycznymi warunkami brzegowymi na odpowiednich ścianach. Dla tej konfiguracji geometria składała się z trzech segmentów pofalowania (rys. 6.2). W drugiej konfiguracji zbudowano bardzo podobną geometrię, ale składającą się z pięciu segmentów pofalowania, przy czym kanał ten był nieskończony jedynie w kierunku z . Skończona szerokość kanału miała dać odpowiedź, jaki wpływ na destabilizację przepływu i wzmacnianie początkowych zaburzeń mają boczne ścianki kanału. W obu rozpatrywanych konfiguracjach długość domeny wynosiła 60 (we wcześniej zdefiniowanych jednostkach bezwymiarowych).

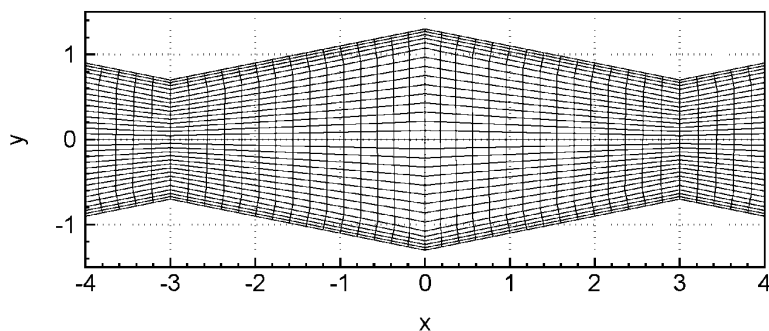
Poiseuille'a w kanale o takim samym polu przekroju pomiędzy płaskimi ściankami. Dla podanych wartości S i α wydatek obserwowany w kanale pofalowanym był o ok. 5% większy, niż w przepływie Poiseuille'a.

¹ Z uwagi na fakt, że przyjęta geometria nie jest opisana funkcją trygonometryczną, liczbę falową α rozumiemy jako parametr określający jedynie okres powtarzalności kształtów geometrii kanału, zdefiniowany jako $\lambda = 2\pi/\alpha$.

² Jednostka długości zdefiniowana została jako połowa średniej wysokości kanału.

Dla obu konfiguracji geometrycznych kanału wygenerowano strukturalne siatki sześciennie z warstwą przyścienną o takich samych gęstościach. Siatka w geometrii nieograniczonej, zbudowanej z trzech segmentów pofalowania składała się z 405 000 komórek, a w geometrii zbudowanej z pięciu segmentów z fizycznymi ściankami bocznymi, siatka liczyła 675 000 elementów. Siatka widoczna w płaszczyźnie przekroju poprzecznego kanału przedstawiona została na rysunku 6.3.

Właściwe obliczenia poprzedzone były przeprowadzeniem testu wrażliwości rozwiązania na gęstość siatki. W tym celu wykonano wstępne obliczenia na trzech siatkach o różnych gęstościach. Do ilościowego porównania wyników wykorzystano współczynnik zbieżności siatki GCI (definicja współczynnika GCI zamieszczona została w rozdziale 5.1). Na podstawie wyznaczonych wartości współczynnika GCI stwierdzono, że gęstość siatki przyjęta jako optymalna (czyli siatki złożone z 405 000 i 675 000 elementów, w zależności od konfiguracji kanału) zapewniała błąd rozwiązania mniejszy niż 0.04%, co uznano za wartość zadowalającą (szczegóły przeprowadzonego testu zbieżności siatki zamieszczono w Dodatku F).



Rys. 6.3. Przekrój poprzeczny przez fragment kanału z naniesioną siatką obliczeniową. Symulowany przepływ odbywa się w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku

Liczba Reynoldsa charakteryzująca przepływ została zdefiniowana w oparciu o połowę wysokości kanału referencyjnego (czyli 1 w przyjętych jednostkach bezwymiarowych). W celu wyznaczenia granicy stabilności przepływu, poszukiwano krytycznej liczby Reynoldsa, powyżej której zaburzenia przepływu będą ulegały wzmocnieniu. Szukano również wartości oporów hydraulicznych (spadków ciśnienia) występujących w symulowanych przepływach, w zależności od liczby Reynoldsa. W tym celu przeprowadzono symulacje przepływów dla 13 różnych liczb Reynoldsa, z zakresu $Re = 1 \div 3000$ ($Re = 1, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 100, 200, 500, 1000$ i 3000), zarówno w geometrii nieograniczonej w kierunkach x i z (nieskończona szerokość i długość kanału), jak też nieograniczonej jedynie w kierunku z (tylko nieskończona długość kanału). Jako warunek początkowy dla wszystkich przeprowadzonych symulacji przyjęto wcześniej wygenerowane pole prędkości z około 1% poprzecznym zaburzeniem

przepływu¹. Zmian liczby Reynoldsa przepływu dokonywano poprzez zmiany lepkości płynu, przy zachowaniu wszystkich pozostałych parametrów przepływu.

Na górnej i dolnej ściance kanału przyjęto warunek braku poślizgu (warunek brzegowy Dirichleta $\vec{u} = 0$). Na ściankach bocznych warunki brzegowe zadano w zależności od rozpatrywanej konfiguracji. W przypadku symulacji przepływu w kanale o nieskończonej szerokości przyjęto periodyczne warunki brzegowe z zadaniem zerowym gradientem ciśnienia w kierunku x . W przypadku obliczeń w kanale o ograniczonej szerokości (z fizycznymi ściankami bocznymi) zadano standardowy warunek braku poślizgu. Dla obu konfiguracji w kierunku z (kierunek przepływu) zadano strumień masy zapewniający żadaną wartość prędkości przepływu.

Szczegółowe parametry przeprowadzonych obliczeń zestawione zostały w tabeli G.3 w Dodatku G na końcu pracy.

6.2. Analiza eksperymentalna

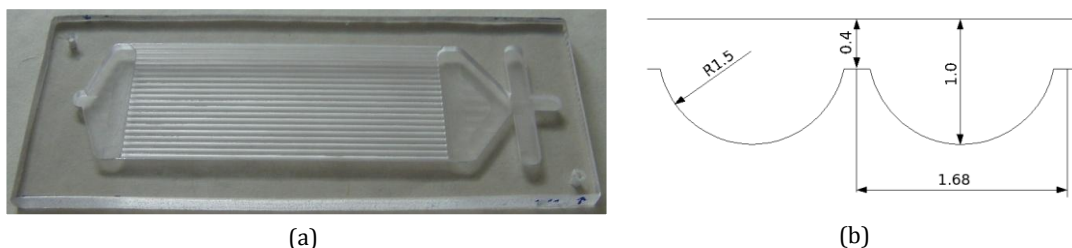
Przedstawiona analiza eksperymentalna przepływu w kanale z pofalowanymi ściankami jest wstępną, jakościową próbą potwierdzenia poprawności przewidywań teoretycznych i symulacji numerycznych, które wskazały na możliwość destabilizacji przepływu przy niskich liczbach Reynoldsa, nawet przy $Re < 60$. Eksperymenty te mają na celu jedynie dać odpowiedź, czy taka destabilizacja jest możliwa przy niskich liczbach Reynoldsa. Dlatego też, nie zamieszczono tutaj ilościowego porównania wyników eksperymentalnych z uzyskanymi na drodze symulacji numerycznych.

Badania eksperymentalne przepływu przez kanał o pofalowanych ściankach przeprowadzone zostały w uproszczonym modelu wykonanym z poliwęglanu (rys. 6.4a) na precyzyjnej mikro-frezarce. Wykonany kanał składał się z 20 segmentów pofalowania o kształcie i wymiarach przedstawionymi na rysunku 6.4b. Jego minimalna i maksymalna wysokość wynosiły odpowiednio 0.4mm i 1mm (średnia wysokość była równa $793\mu\text{m}$), długość 75mm , zaś całkowita szerokość 33.6mm . W celu zapewnienia niezakłóconego dostępu optycznego do wnętrza kanału, górną ściankę wykonano jako płaską powierzchnię². Umożliwiło to rejestrację obrazów bez zniekształceń, które spowodowałyby krzywizna powierzchni, przez którą prowadzona by była obserwacja. Długość wykonanego kanału jest

¹ Było to zaburzone pole prędkości przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 50$; pole to otrzymano korzystając z wyniku symulacji przeprowadzonej dla przepływu burzliwego z $Re = 3000$, gdzie po zmniejszeniu liczby Reynoldsa do $Re = 50$ prowadzono obliczenia do momentu uzyskania przepływu, w którym poprzeczne zaburzenia ulegną zmniejszeniu do ok. 1% prędkości średniej. Tak wygenerowane pole prędkości z 1% zaburzeniem poprzecznym stanowiło warunek początkowy wszystkich przeprowadzonych symulacji.

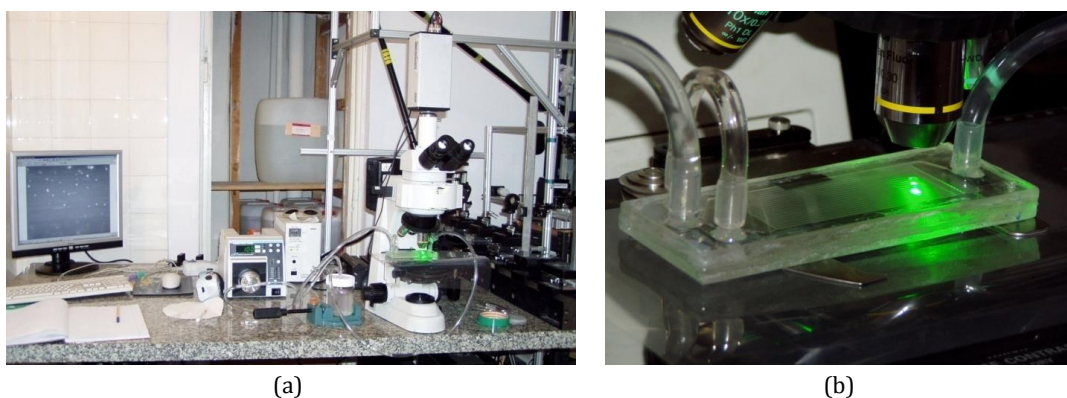
² Efekt destabilizacji przepływu w kanale z pofalowaną tylko jedną ścianką jest porównywalny efektem obserwowanym w kanale z pofalowanymi dwoma ściankami pod warunkiem, że amplituda pofalowania dla pofalowanej tylko jednej ścianki jest dwukrotnie większa od amplitudy pofalowania przy pofalowanych obu ściankach [80].

prawdopodobnie zbyt mała, aby umożliwić samorzutne pojawienie się zaburzeń i ich pełne rozwinięcie do statystycznie stacjonarnej postaci przepływu. Jednakże przyjęto założenie, że jeśli przewidywania teoretyczne są słuszne, a symulacje numeryczne były przeprowadzone poprawnie, to początkowe zaburzenia przepływu wywołane silnie rozbieżną geometrią wlotu do kanału będą wzmacniane przez pofalowanie ścianek.



Rys. 6.4. a) Model eksperymentalny kanału z pofalowanymi ściankami wykonany z poliwęglanu, składający się z 20 segmentów pofalowania; ścianka górna jest płaska aby zapewnić niezakłócony dostęp optyczny do wnętrza kanału. b) fragment schematycznego przekroju poprzecznego kanału z naniesionymi wymiarami (w milimetrach)

Analiza eksperymentalna przepływu wykonana została na tym samym stanowisku pomiarowym, co badania struktury przepływu w mikrokanale emulsyfikatora (rozdział 4.2). Przepływ wymuszany był pompą zębatą *Digital Gear Pump, Cole-Parmer Instrument Co.* w zakresie od 0.76mm/s do 2.6m/s , co zapewniało liczbę Reynoldsa, opartą o połowę średniej wysokości kanału, od $Re = 0.3$ do $Re = 1050$. użytym podczas pomiarów płynem była odgazowana, dejonizowana woda z dodanymi fluorescencyjnymi cząstkami znacznikowymi o średnicy $2\mu\text{m}$ (*Fluorescent Polymer Microspheres – aqueous, Duke Scientific Inc.*). Fotografia stanowiska pomiarowego oraz modelu kanału w trakcie eksperymentu, pokazane zostały na rysunku 6.5.

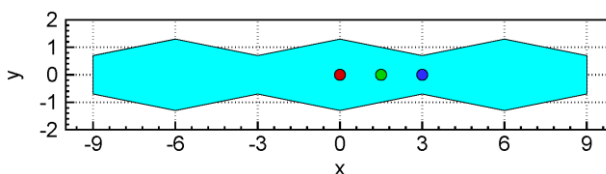


Rys. 6.5. a) Stanowisko eksperymentalne wykorzystane do analizy przepływu przez kanał z pofalowanymi ściankami; widoczne główne elementy układu: mikroskop epi-fluorescencyjny z zamontowaną kamerą PIV oraz połączone silikonowymi rurkami: model kanału leżący na stoliku mikroskopu, pompa zębatą wymuszająca przepływ i zbiornik wyrównawczy z płynem. b) Leżący na stoliku mikroskopu poliwęglanowy model eksperymentalny kanału z pofalowanymi ściankami, oświetlony zielonym światłem lasera

Do analizy eksperymentalnej przepływu przez kanał z pofalowanymi ściankami wykorzystano technikę μ PIV. W wyniku pomiarów otrzymano dwuwymiarowe chwilowe pola prędkości, na podstawie których możliwe było wyznaczenie pola zaburzeń. Wykonano również bezpośrednią wizualizację pojedynczych cząstek znacznikowych, dzięki której otrzymano ich trajektorie. Dla ruchu niezaburzonego rejestrowane trajektorie były liniami prostymi. Zwiększając prędkość przepływu, można było znaleźć moment, w którym cząsteczki zaczynały poruszać się po liniach zakrzywionych – świadczyć to mogło o rozpoczęciu się destabilizacji przepływu.

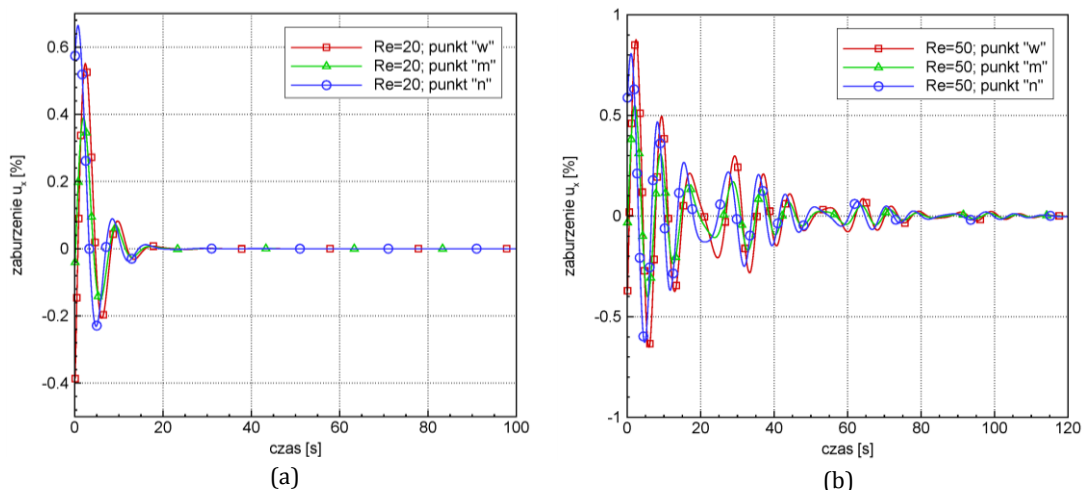
6.3. Wyniki analizy numerycznej i eksperymentalnej

Przeprowadzone symulacje numeryczne przepływu przez kanał z pofalowanymi ściankami oraz wykonany wstępny eksperyment potwierdziły wnioski analizy bazującej na liniowej teorii stateczności [71]. Wykazano, że dla przepływu laminarnego w kanale o odpowiednio pofalowanych ściankach destabilizacja ruchu i późniejsze wzmacnianie zaburzeń możliwe są do osiągnięcia przy stosunkowo niskich wartościach liczby Reynoldsa ($Re_{cr} = 60 \div 80$).



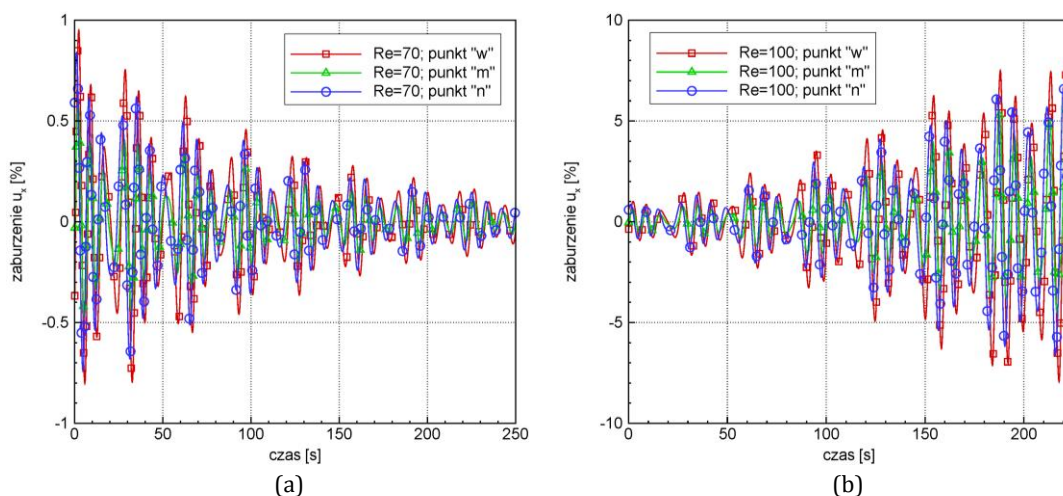
Rys. 6.6. Przekrój poprzeczny numerycznej domeny obliczeniowej z zaznaczonymi trzema punktami (czerwone, zielone i niebieskie kółko) służącymi do wykreślenia charakterystyk przepływu; punkt czerwony nazywany będzie jako „w”, punkt zielony – „m”, a punkt niebieski – „n”

W celu określenia krytycznej liczby Reynoldsa wyznaczono „czasowy przebieg” poprzecznych zaburzeń prędkości w trzech arbitralnie wybranych punktach domeny obliczeniowej, zaznaczonych kolorowymi kółkami na rysunku 6.6. Wszystkie trzy punkty zlokalizowane są na płaszczyźnie symetrii kanału. Punkt czerwony, nazwany jako „w” zlokalizowany jest w najszerszym miejscu kanału; punkt niebieski „n” – w najwęższym, a punkt zielony „m” – w miejscu pośrednim (w połowie drogi pomiędzy punktami „w” i „n”). Wyznaczane zaburzenia zdefiniowane zostały jako procentowo wyrażony stosunek prędkości w kierunku x (składowa u_x) do całkowitej średniej prędkości w kanale. Dla przepływu niezaburzonego otrzymywana jest wartość zero, gdyż w niezaburzonym przepływie laminarnym niezerowa jest jedynie wzdłużna składowa prędkości. Analiza przebiegu tych zaburzeń, wyznaczonych osobno dla przepływów o coraz większej liczbie Reynoldsa, pozwoliła na znalezienie krytycznej liczby Reynoldsa Re_{cr} . We wszystkich obliczeniach zadawano jednakowe zaburzenie początkowe na poziomie 1% prędkości średniej. W przepływach z $Re < Re_{cr}$ to początkowe zaburzenie ulegać będzie wygaszaniu, a dla $Re > Re_{cr}$ obserwowane będzie ich wzmacnianie.



Rys. 6.7. a) Wyznaczone numerycznie (DNS) wygaszenie zaburzeń w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 20$ - przebieg czasowy zaburzenia prędkości u_x w trzech wcześniej zdefiniowanych punktach domeny. b) Taki sam przebieg zaburzenia w przepływie z $Re = 50$

Na rysunku 6.7a przedstawiono czasowy przebieg zaburzenia u_x w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 20$. Widoczne szybkie tłumienie początkowych zaburzeń i ich wygaśnięcie po około 20 sekundach ruchu świadczy o tym, że liczba Reynoldsa jest tutaj znacznie niższa od krytycznej. Dla przepływu z liczbą Reynoldsa równą 50 tłumienie jest nadal dość sile, ale już w dużo mniejszym stopniu, gdyż wygaszenie zaburzeń następuje tutaj po około 100 sekundach.

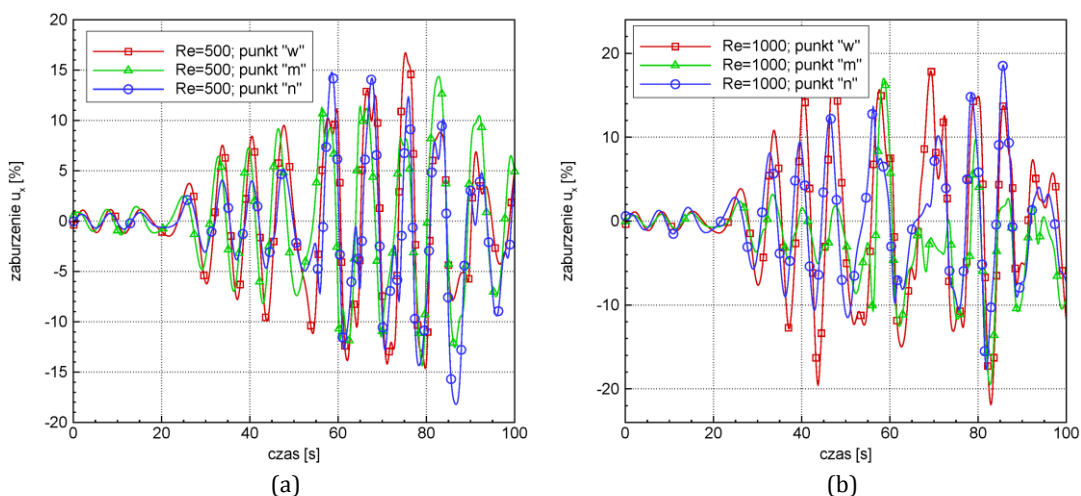


Rys. 6.8. a) Wyznaczone numerycznie (DNS) wygaszenie zaburzeń w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 70$ - przebieg czasowy zaburzenia prędkości u_x w trzech wcześniej zdefiniowanych punktach domeny. b) Przebieg zaburzenia w przepływie z $Re = 100$ - widoczne wzmacnianie zaburzenia początkowego

Tak samo wyznaczony przebieg zaburzenia dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 70$, pokazany na rysunku 6.8a przedstawia już znacznie mniej intensywne tłumienie zaburzenia

początkowego, niemniej jednak wygaszanie tego zaburzenia jest nadal dobrze widoczne. Powolne zanikanie zaburzenia początkowego dla zadanej konfiguracji geometrii ścianek oznacza, że liczba Reynoldsa $Re = 70$ jest bliska wartości krytycznej, powyżej której zaburzenia będą ulegały wzmacnianiu. Widoczny na rysunku 6.8b przebieg dla przepływu z $Re = 100$ przedstawia już wyraźne wzmacnianie zaburzenia początkowego, co świadczy o tym, że została przekroczona krytyczna liczba Reynoldsa i nawet niewielkie, jednoprocetowe zaburzenie przepływu nie ulegnie wygaszeniu, a będzie wzmacniane. W ciągu około 200s początkowe poprzeczne zaburzenie prędkości, równe około 1% prędkości średniej, rozwijane jest do wartości w przybliżeniu równej 8%. Dla danej konfiguracji geometrycznej i wartości liczby Reynoldsa jest to stan nasycenia, oznaczający równowagę wzmacniającego działania pofalowania ścianek oraz tłumiącego wpływu lepkości i skończonej geometrii kanału.

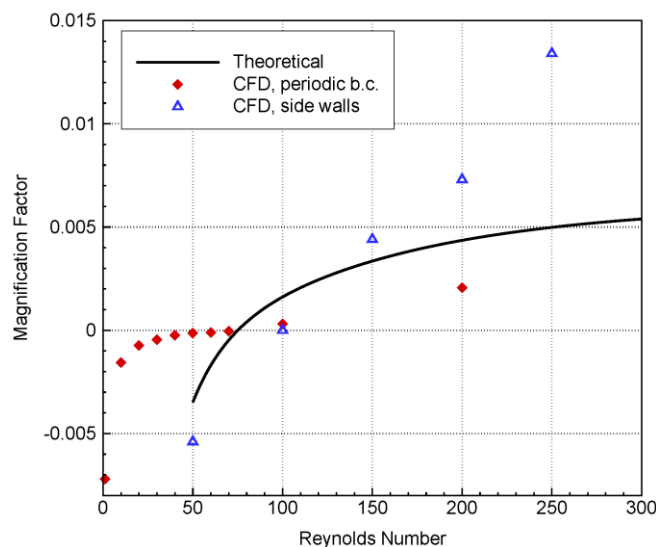
W przepływach z wyższymi liczbami Reynoldsa wzmacnianie początkowych zaburzeń będzie silniejsze i szybciej będzie prowadziło do osiągnięcia stanu nasycenia. Nasycenie obserwowane będzie tutaj przy innej, wyższej wartości zaburzeń poprzecznych, zależnych od liczby Reynoldsa przepływu. Widoczne na rysunku 6.9 przebiegi wzmacniania zaburzeń pokazują, że w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 500$ stan nasycenia osiągną po około 60 sekundach ruchu (rys. 6.9a), a dla $Re = 1000$ po około 40 sekundach (rys. 6.9b), przy czym w obu przypadkach osiągną podobną wartość zaburzeń, równą około 15%.



Rys. 6.9. a) Silne wzmacnianie początkowych zaburzeń w przepływie z liczbą Reynoldsa (a) $Re = 500$ oraz (b) $Re = 1000$

Przytoczone dotychczas wyniki obliczeń uzyskane zostały w symulacjach *DNS* przepływu w kanale o nieograniczonej długości i szerokości, składającym się z trzech segmentów pofalowania (rys. 6.2). Na podstawie tych symulacji stwierdzono, że krytyczna liczba Reynoldsa dla podanej konfiguracji znajduje się pomiędzy $Re = 70$, a $Re = 100$, przy których to stwierdzono odpowiednio albo tłumienie, albo wzmacnianie początkowego zaburzenia. Aby sprawdzić, jak silny wpływ na wzmacnianie i tłumienie tych zaburzeń mają fizyczne ścianki kanału, przeprowadzono podobne symulacje i analizę ich wyników w geometrii o skończonej

szerokości kanału. Domena obliczeniowa zbudowana była tutaj z 5 segmentów pofalowania, a na ściankach bocznych zadano warunek braku poślizgu ($\vec{u} = 0$). Śledzenie przebiegu czasowego zaburzeń początkowych w przepływach z wzrastającą liczbą Reynoldsa pozwoliło, podobnie jak poprzednio, na wyznaczenie krytycznej liczby Reynoldsa.

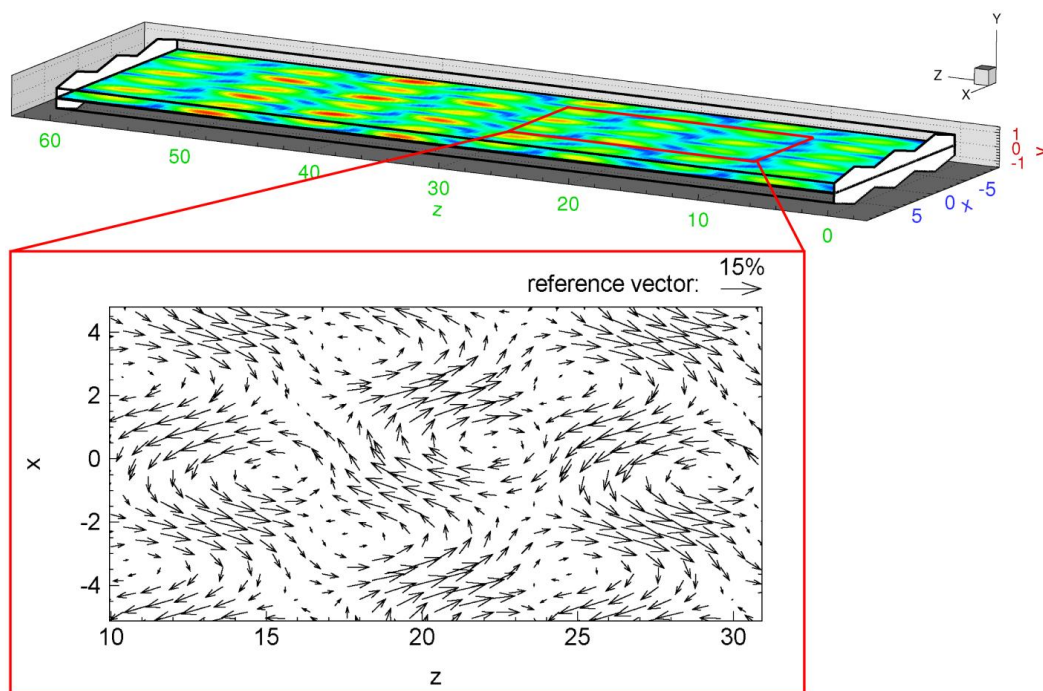


Rys. 6.10. Współczynnik wzmocnienia zaburzeń poprzecznych przepływu (w arbitralnie przyjętych jednostkach): wyznaczony w liniowej analizie stateczności (czarna linia „Theoretical”) i numerycznie w wyniku symulacji DNS przeprowadzonej w kanale o nieskończonej długości i szerokości (czerwone diamenty „CFD, periodic b.c.”) oraz w kanale o nieskończonej długości z fizycznymi bocznymi ściankami (niebieskie trójkąty „CFD, side walls”)

W celu ilościowego opisu efektu wzmacniania zaburzeń i porównania wyników otrzymanych dla obu rozpatrzonych geometrii wyznaczono współczynnik wzmocnienia zaburzeń. Zdefiniowany on został jako średnie nachylenie obwiedni czasowych przebiegów zaburzeń przepływu (średnie nachylenie obwiedni wykresów na rys. 6.7 – 6.9). Ujemne wartości tak zdefiniowanego współczynnika oznaczają tłumienie i w efekcie wygaszenie zaburzeń, a wartości dodatnie – ich wzmacnianie i dążenie do osiągnięcia stanu nasycenia. Na rysunku 6.10 przedstawiono wartości współczynnika wzmocnienia w funkcji liczby Reynoldsa, wyznaczone dla dwóch konfiguracji geometrycznych. Czerwone symbole w kształcie diamentów (na rys. 6.10 opisane jako „CFD, periodic b.c.”) wyznaczone zostały w wyniku symulacji DNS przepływu przez kanał o nieskończonej długości i szerokości, natomiast niebieskie trójkąty („CFD, side walls”) – w kanale o nieskończonej długości, ale o skończonej szerokości, ograniczonej fizycznymi ściankami bocznymi. Dodatkowo pokazano czarną ciągłą linią („Theoretical”) współczynnik wzmocnienia wyznaczony w liniowej analizie stateczności przepływu w kanale o nieskończonej długości i szerokości, o pofalowaniu identycznym jak w analizie numerycznej [72].

Wyniki pokazane na rysunku 6.10 wskazują na niewielki wpływ ścianek bocznych kanału na efekt wygaszania i wzmacniania początkowych zaburzeń przepływu. Dla konfiguracji o

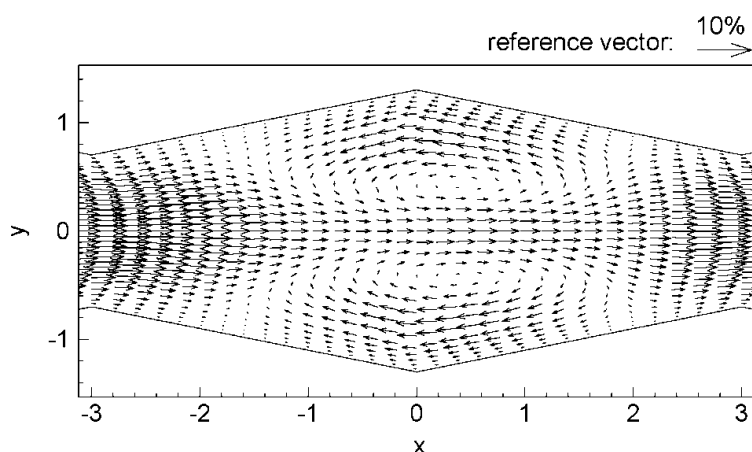
nieskończonej szerokości krytyczna liczba Reynoldsa wynosi około 80, a w kanale ograniczonym ściankami bocznymi – około 100. Świadczyć to może o niezbyt silnym tłumiącym działaniu bocznych ścianek kanału, chociaż rozpatrywana geometria z fizycznymi ściankami bocznymi składała się tylko z 5 segmentów pofalowania i można było się spodziewać wyraźnego wpływu ścianek bocznych. Liniowa analiza stateczności przepływu w kanale o geometrii identycznej jak w analizie numerycznej również pozostaje w zgodzie z wynikami numerycznymi, wskazując, że dla kanału o nieskończonej długości i szerokości, z rozpatrywanym „zębatym” pofalowaniem ścianek o amplitudzie $S = 0.3$ i liczbie $\alpha = 1.05$, krytyczna liczba Reynoldsa wynosi $Re_{cr} = 75$ [72].



Rys. 6.11. Wyznaczone numerycznie pole zaburzeń składowych prędkości u_{xz} na poziomej płaszczyźnie symetrii kanału (płaszczyzna $x - z$; $y = 0$) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 100$. Przepływ główny odbywa się w kierunku rosnących wartości osi z (kierunek i zwrot prędkości średniej)

Powstająca w wyniku destabilizującego i wzmacniającego działania pofalowanych ścianek kanału złożona forma ruchu ma postać przemieszczającej się struktury wirowej. Na rysunkach 6.11 i 6.12 pokazano pole zaburzeń w takim przepływie, wyznaczone jako różnica chwilowego i średniego pola prędkości unormowana przez prędkość średnią. Rysunek 6.11 przedstawia pole tak zdefiniowanego zaburzenia składowych prędkości u_{xz} na poziomej płaszczyźnie symetrii kanału (płaszczyzna $x - z$, $y = 0$) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 100$. Widoczna charakterystyczna struktura wirowa jest falą biegnącą, poruszającą się z prędkością zbliżoną do średniej prędkości przepływu niezaburzonego na płaszczyźnie symetrii $y = 0$. Rozmiar pojedynczego wiru jest porównywalny z geometrycznym okresem pofalowania ścianek, który w rozpatrywanym kanale wynosi $\lambda = 2\pi/\alpha \cong 6$. Dla przepływu z liczbą

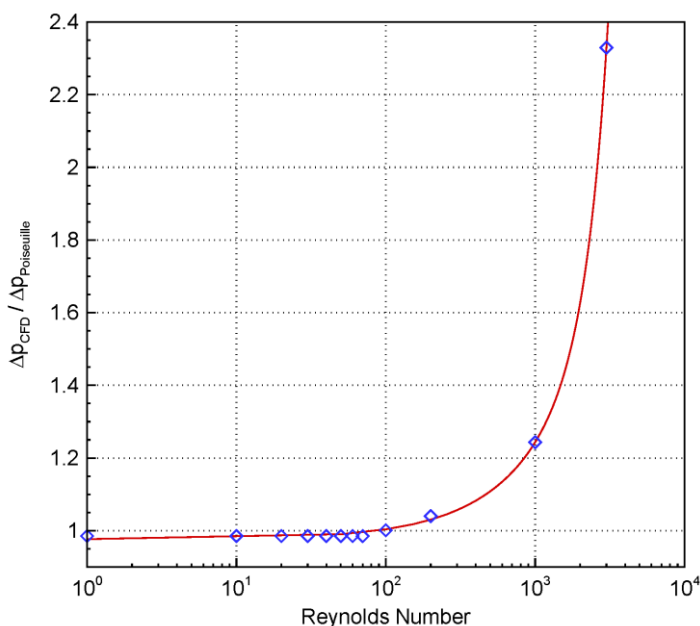
Reynoldsa $Re = 100$ wartość zaburzenia prędkości w kierunkach $x - z$ jest na poziomie 10 – 15% średniej prędkości przepływu. Na rysunku 6.12 zostało pokazane pole tak samo wyznaczonych zaburzeń prędkości w kierunkach $x - y$, wykreślone na pionowej płaszczyźnie symetrii kanału (płaszczyzna $x - y$, $z = 30$). Maksymalna wartość tych zaburzeń jest rzędu 10% średniej prędkości przepływu. W tej płaszczyźnie zaburzenia w środkowej części kanału mają postać naprzemiennego ruchu w kierunku rosnących i malejących wartości osi x , z tworzącymi się w pobliżu górnej i dolnej ścianki wirami, również naprzemiennie poruszającymi się lewo- bądź prawoskrętnie.



Rys. 6.12. Wyznaczone numerycznie pole zaburzeń składowych prędkości u_{xy} na pionowej płaszczyźnie symetrii kanału (płaszczyzna $x - y$; $z = 30$ - porównaj z górną częścią rysunku 6.11) dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 100$. Przepływ główny odbywa się w kierunku osi z (czyli w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku)

Obok wyznaczenia krytycznej liczby Reynoldsa przeprowadzono analizę oporów hydraulicznych rozpatrywanego przepływu. Rozważania teoretyczne Szumbarckiego [71] wykazały, że dla przepływu niezaburzonego, tzn. dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re < Re_{cr}$, opory hydrauliczne w kanale z wprowadzonym sinusoidalnym pofalowaniem ścianek są nieznacznie mniejsze od oporów przepływu Poiseuille'a w kanale zbudowanym z 2 płaskich ścianek ustawionych w odległości równej średniej odległości ścianek w kanale pofalowanym (tzn. pola przekroju poprzecznego kanałów z pofalowanymi i płaskimi ściankami są jednakowe). W przeprowadzonej analizie wyznaczono na podstawie symulacji DNS spadki ciśnienia dla przepływów z liczbami Reynoldsa z zakresu $Re = 1 \div 3000$. Wyniki porównano ze spadkami ciśnienia wyliczonymi analitycznie dla analogicznego przepływu Poiseuille'a [74] w kanale z płaskimi ściankami. Stosunek uzyskanych spadków ciśnienia w funkcji liczby Reynoldsa (przedstawionej w skali logarytmicznej) pokazano na rysunku 6.13. Można zauważyć, że w zakresie liczb Reynoldsa niższych od wartości krytycznej opory hydrauliczne są niższe dla kanału z pofalowaniem ścianek, i stanowią około 98.5% oporów wyznaczonych dla przepływu Poiseuille'a. W momencie przekroczenia krytycznej liczby Reynoldsa pojawiające się zawirowania ruchu sprawiają, że opory hydrauliczne zaczynają wzrastać.

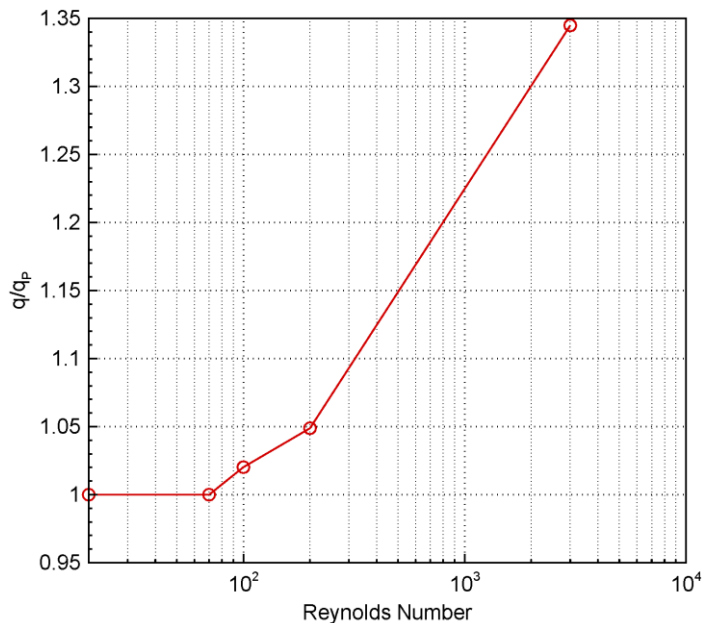
Według pokazanej na wykresie zależności wartość oporów hydraulicznych wyznaczonych w symulacji DNS (czyli oporów uwzględniających pojawienie się zaburzeń przepływu) zaczynają być wyższe od wartości wyznaczonych analitycznie („zwykły” przepływ Poiseuille’a - spadek ciśnienia bez uwzględnienia pojawiających się zawirowań) przy liczbie Reynoldsa $Re \cong 86$. Może to być uważane, obok opisanej wcześniej analizy tłumienia i wzmacniania początkowych zaburzeń ruchu, za kolejny dowód świadczący o tym, że w rozpatrywanym przepływie krytyczna liczba Reynoldsa wynosi około 80.



Rys. 6.13. Stosunek oporów hydraulicznych (spadku ciśnienia) wyznaczonych w symulacjach DNS i wyliczonych analitycznie dla przepływu Poiseuille’a pomiędzy płaskimi ściankami w funkcji liczby Reynoldsa; pokazana czerwona linia jest aproksymacją wielomianową trzeciego rzędu punktów oznaczających wyznaczone stosunki spadku ciśnienia (niebieskie symbole w kształcie diamentów). Pozioma oś wykresu zawierająca liczby Reynoldsa jest w skali logarytmicznej

Warto zauważyć, że dla liczb Reynoldsa niewiele wyższych od wartości krytycznej, wzrost oporów przepływu jest nieznaczny. Dzięki temu możliwe jest uzyskanie przepływu, w którym zawirowania będą dostatecznie silne, aby wymusić powstanie złożonej formy ruchu, przy jednoczesnym zachowaniu niskich oporów hydraulicznych, porównywalnych z oporami w przepływie Poiseuille’a. Dla przykładu w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 100$, gdzie poprzeczne zaburzenia mają wartość rzędu kilkunastu procent średniej prędkości przepływu i postać złożonej, trójwymiarowej struktury (zobacz rysunki 6.11 i 6.12), opory hydrauliczne są wyższe jedynie o 0.3% od oporów przepływu Poiseuille’a. Można zatem przypuszczać, że odpowiednie pofalowanie ścianek kanału, bez wprowadzania istotnego wzrostu oporów hydraulicznych, może znacząco poprawić wydajność procesów wymiany ciepła i masy realizowanych w układach mikroprzepływowych.

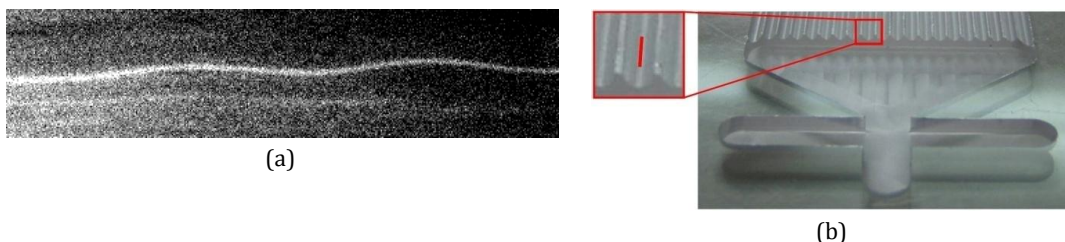
Dodatkowo, oprócz sprawdzenia wpływu zaburzeń przepływu na opory hydrauliczne, przeprowadzono analizę zmian możliwego do przekazania strumienia ciepła wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Wykonano obliczenia z przyjętym stałym gradientem temperatury pomiędzy górną i dolną ścianką kanału. Sprawdzano możliwy do przekazania pomiędzy ściankami strumień ciepła dla narastających liczb Reynoldsa przepływu. Zmiany liczby Reynoldsa dokonywano wyłącznie poprzez zmianę lepkości płynu, przy zachowaniu stałego strumienia masowego przepływającego medium i własności termodynamicznych (ciepło właściwe i współczynnik przewodzenia ciepła), co pozwoliło na zachowanie stałych warunków termodynamicznych układu i bezpośrednio porównanie otrzymanych wyników (zmiany gęstości płynu czy strumienia masowego płynącego płynu zmieniłyby ilość ciepła, jaką unosiłby przepływ). Na rysunku 6.14 przedstawiono wynik przeprowadzonej analizy. Wykreślono zmianę przekazywanego strumienia ciepła q/q_p , która zdefiniowana została jako stosunek strumienia uzyskanego dla danej liczby Reynoldsa i strumienia wyznaczonego dla przepływu niezaburzonego ($Re < Re_{cr}$). Jak można zauważyć, dla liczb Reynoldsa $Re \leq 70$, czyli przepływów w których nie ma zaburzeń, stosunek q/q_p jest stały i równy 1. Dopiero przekroczenie krytycznej liczby Reynoldsa wskutek pojawienia się zaburzeń przepływu powoduje wzrost obserwowanego strumienia ciepła. Dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 200$ stwierdzono około 5% wzrost strumienia ciepła możliwego do przekazania pomiędzy ściankami kanału. Dla przepływu burzliwego, z liczbą Reynoldsa $Re = 3000$ wzrost ten wynosi około 35%.



Rys. 6.14. Znormalizowany strumień ciepła oddawanego przez górną ściankę kanału w funkcji liczby Reynoldsa. Liczba Reynoldsa w skali logarytmicznej

Wnioski wynikające z przeprowadzonych symulacji numerycznych zostały potwierdzone eksperymentalnie. Wstępne pomiary wykonane w kanale opisanym w poprzednim podrozdziale wskazują na możliwość destabilizacji przepływu już przy niewielkich liczbach Reynoldsa. Rysunek 6.15a przedstawia wynik eksperymentu pozwalającego na szybką identyfikację krytycznej liczby Reynoldsa, przy której zaczyna się destabilizacja przepływu. Widoczna na tym rysunku falista trajektoria pojedynczej cząstki unoszonej przez przepływ z liczbą Reynoldsa $Re = 60$ wskazuje na istnienie nieznaczących poprzecznych zaburzeń przepływu¹.

Należy zwrócić uwagę, że z powodu wysokiej rozdzielczości przestrzennej optycznych technik mikroskopowych (rejestracja trajektorii przedstawionej na rys. 6.15a wykonana została przy użyciu mikroskopu), rozmiar obserwowanego obszaru przepływu jest bardzo mały, znacznie mniejszy od charakterystycznych długości opisujących geometrię kanału. Szerokość rysunku 6.15a pokazującego trajektorię cząstki znacznikowej wynosi jedynie 0.3mm , przy czym szerokość jednego segmentu pofalowania kanału jest równa około 1.5mm (porównaj z rys. 6.4b). W celu zobrazowania dysproporcji pomiędzy wielkością obszaru obserwowanego pod mikroskopem, a wielkością kanału, na rysunku 6.15b pokazano zbliżenie jednego segmentu pofalowania, z naniesioną czerwoną linią przedstawiającą lokalizację wykonanego pomiaru².



Rys. 6.15. a) Trajektoria pojedynczej cząsteczki znacznikowej zarejestrowana w kanale z pofalowaną ścianką w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 60$; szerokość zdjęcia wynosi 0.3mm , a czas ekspozycji wykonania fotografii 0.12s . b) Lokalizacja w kanale, gdzie zarejestrowano trajektorię cząstki

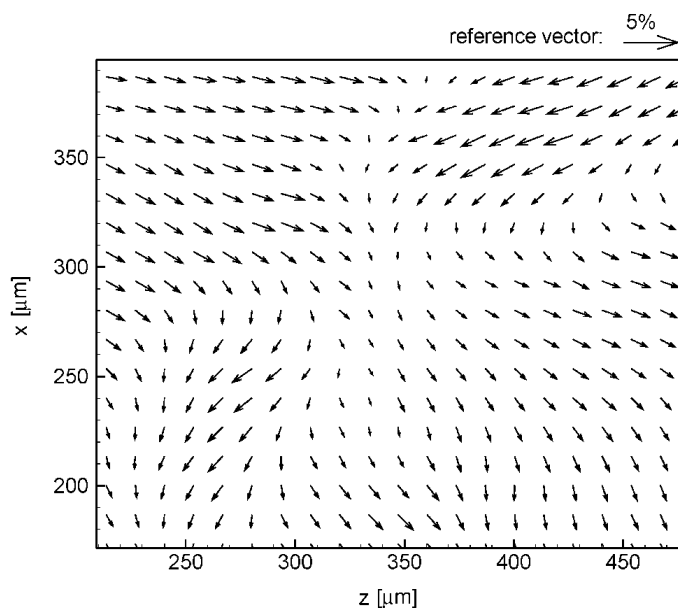
Wykonane ilościowe pomiary chwilowego pola prędkości techniką μPIV dały wyniki zgodne ze wcześniejszymi rezultatami uzyskanymi numerycznie czy wynikającymi z liniowej analizy stabilności przepływu. Pokazane na rysunku 6.16 pole zaburzeń prędkości $x - z$, zmierzone w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 100$, wskazuje na obecność wyraźnych zawirowań. Zaburzenia przepływu, zdefiniowane tak samo jak w analizie numerycznej, w płaszczyźnie pomiaru, tj. płaszczyźnie $x - z$ mają wartość kilku procent średniej prędkości przepływu, co jest wynikiem zbliżonym do uzyskanego numerycznie. Z uwagi na bardzo małą

¹ W przepływie w pełni laminarnym, bez jakichkolwiek zaburzeń, trajektorie cząstek winny być liniami prostymi; „odejście” zarejestrowanej trajektorii od linii prostej może świadczyć o pojawieniu się zaburzeń poprzecznych przepływu.

² Czerwona linia widoczna na zbliżeniu rysunku 6.15b jest około 4 – 5 razy dłuższa od zarejestrowanej trajektorii pokazanej na rysunku 6.15a – za względu na czytelność rysunku zrezygnowano z wrysowania linii o długości identycznej z trajektorią.

powierzchnię obszaru, dla którego możliwe jest wyznaczenie pola prędkości techniką μPIV , trudne jest bezpośrednio porównanie uzyskanego wyniku z polem zaburzeń obliczonym numerycznie, pokazanym na rysunku 6.11 (w jednostkach bezwymiarowych rozmiar wyznaczonego eksperymentalnie pola zaburzeń wynosi 0.68×0.56 , czyli znacznie mniej od rozmiaru obszaru pokazanego na rys. 6.11). Niemniej jednak widoczne zawirowania mogą świadczyć o istnieniu złożonej struktury przepływu, podobnej do wyznaczonej numerycznie oraz potwierdzają, że możliwa jest destabilizacja przepływu przy stosunkowo niskich liczbach Reynoldsa ($Re < 100$).

Obecność złożonych, trójwymiarowych zawirowań oraz fakt, że zawirowania te mają charakter fali biegnącej, mogą mieć istotny wpływ na wzrost intensywności procesów wymiany ciepła i masy obserwowanych w przepływie przez kanał z odpowiednio pofalowanymi ściankami. Taka skomplikowana struktura ruchu możliwa jest do osiągnięcia w przepływach laminarnych z niskimi liczbami Reynoldsa, nie wprowadzając istotnego wzrostu oporów hydraulicznych przepływu przez taki kanał. Można zatem oczekiwać, że odpowiednie pofalowanie ścianek kanału może być ważnym zabiegiem poprawiającym wydajność pracy mikromieszalników, mikroreaktorów czy też mikrowymienników ciepła, gdzie na ogół mają miejsce przepływy z niskimi liczbami Reynoldsa, przez co występują trudności z wymuszeniem dostatecznej intensywności procesów wymiany ciepła i masy. Małe wymiary kanałów występujących w takich urządzeniach powodują znaczne opory przepływu. Dlatego ważne jest stosowanie rozwiązań poprawiających wydajność pracy układów mikroprzepływowych nie wprowadzając zbyt dużych dodatkowych oporów przepływu.



Rys. 6.16. Wyznaczone eksperymentalnie pole zaburzeń składowych prędkości u_{xz} , zmierzone 0.2mm poniżej górnej płaskiej ścianki kanału, w przepływie z liczbą Reynoldsa $Re = 100$. Szerokość i wysokość rysunku w jednostkach bezwymiarowych (1 bezwymiarowe = $1/2$ średniej wys. kanału = $396.5\mu\text{m}$) wynoszą odpowiednio $z = 0.68$ i $x = 0.56$

6.4. Wnioski i perspektywy dalszych badań

Zamieszczona w pracy analiza wpływu pofalowania powierzchni kanału na powstawanie poprzecznych niestabilności przepływu w płaskim kanale jest, z uwagi na złożoność badań eksperymentalnych i numerycznych, bardzo ograniczona. Należy zwrócić uwagę na to, że przeprowadzona analiza numeryczna zaburzeń przepływu wykonana została dla wyidealizowanego kanału z periodycznymi warunkami brzegowymi wlot-wylot oraz w jednej konfiguracji z warunkami periodycznymi na ściankach bocznych. Dodatkowo symulacje numeryczne przeprowadzono dla geometrii z pofalowanymi dwiema ściankami, a analizę eksperymentalną z pofalowaną tylko jedną, dolną ścianką. Dlatego też istnieje potrzeba prowadzenia dalszych prac, które dokładniej wyjaśnią wpływ rzeczywistej, skończonej długości i szerokości kanału. Obecnie przygotowany jest eksperyment w kanale z sinusoidalnym pofalowaniem dolnej ścianki kanału, składający się z 20 segmentów pofalowania. Średnia wysokość kanału wynosić będzie 1mm , szerokość 70mm , a długość 400mm . Tak duża długość jest zadana celowo, gdyż pozwoli na analizę procesu wzmacniania zaburzeń w funkcji odległości od wlotu kanału oraz identyfikację drogi, na której osiągany będzie stan nasycenia zaburzeń. Badania eksperymentalne, z uwagi na wysoki koszt wytworzenia kanału i przeprowadzenia analizy μPIV , poprzedzone są symulacjami numerycznymi w domenie identycznej z kanałem eksperymentalnym. Obecnie prowadzone są obliczenia z zadanymi „fizycznymi” warunkami brzegowymi, które wyjaśnią wątpliwości, jakie powstały przy wcześniejszych symulacjach z wykorzystaniem periodycznych warunków brzegowych. Z uwagi na dużą dysproporcję pomiędzy wysokością kanału (która wymusiła generację siatki o rozmiarach komórek rzędu setnych części milimetra), a jego szerokością i długością, siatka obliczeniowa składa się z ogromnej liczby elementów. Symulacje prowadzone są z wykorzystaniem siatki mającej prawie 30 milionów komórek, przez co obliczenia muszą być prowadzone na komputerach dysponujących co najmniej 30 gigabajtami pamięci operacyjnej. Duża siatka powoduje również drastyczne wydłużenie czasu obliczeń, które pomimo prowadzenia na wieloprocessorowych maszynach¹, trwają bardzo długo. Zakończenie symulacji i uzyskanie zadowalających wyników pozwoli lepiej przygotować analizę eksperymentalną. Na podstawie wyników symulacji wytypowane zostaną najbardziej interesujące obszary przepływu, w których wykonane będą pomiary. Określona też zostanie krytyczna liczba Reynoldsa, określająca granicę pomiędzy tłumieniem i wzmacnianiem zaburzeń początkowych, przez co pomiary będą mogły być wykonane dla mniejszej rozpiętości przedziału liczb Reynoldsa. Pozwoli to na znaczne skrócenie czasu pomiarów i redukcję kosztów całej analizy eksperymentalnej.

Należy jednak podkreślić, że już te wstępne badania eksperymentalne i numeryczne potwierdziły możliwość destabilizacji przepływu w kanale dla bardzo małych liczb Reynoldsa, stwarzając pozytywny impuls dla kontynuowania prac w tym kierunku.

¹ Jak już wspomniano, wszystkie obliczenia przeprowadzone zostały w laboratorium numerycznym Zakładu Mechaniki i Fizyki Płynów IPPT PAN, wyposażonym w klastr obliczeniowy *Mosix Cluster* [54] oraz dwa komputery dużej mocy: 24-procesorowy serwer numeryczny dysponujący 128GB pamięci operacyjnej RAM i 8-procesorowy komputer z 32GB pamięci RAM.

7. Podsumowanie i wnioski

W niniejszej pracy przedstawiono analizę struktury przepływu cieczy przez dwa układy mikroprzepływowe. Wykazano, że zarówno nowatorska technika eksperymentalna μ PIV, jak i symulacje bezpośrednie (*DNS*) prowadzone metodą objętości skończonych, pozwalają na wiarygodną analizę przepływów turbulentnych w mikrokanalach. Dzięki tym narzędziom pokazano, że własności geometryczne układu mają często decydujący wpływ na charakter przepływu oraz determinują granicę przejścia laminarno-turbulentnego. W mikrokanale emulsyfikatora, wskutek jego niewielkiej długości, miało miejsce silne tłumienie pojawiających się niestabilności przepływu, nie dopuszczając tym samym do rozwoju turbulencji. Pomimo wysokiej liczby Reynoldsa, wynoszącej 6770, w tym obszarze układu przepływ pozostawał ciągle laminarny. Na podstawie wielkości fluktuacji prędkości oraz przebiegu i wartości podłużnych i poprzecznych funkcji struktury wyciągnięto wnioski, że przejście laminarno-turbulentne zachodzi dopiero w kanale wylotowym emulsyfikatora. W pobliżu wylotu mikrokanalu dominującą rolę pełnią małe struktury, świadczące o dyssypacyjnym charakterze przepływu, bez widocznych istotnych zachowań inercyjnych. Wraz z oddalaniem się od mikrokanalu, obok małych struktur, obecne zaczynają być również duże struktury wirowe. Nachylenie wyznaczonych funkcji struktury pokazało, że w odległości 8mm od mikrokanalu w przepływie są obecne zarówno skale dyssypacyjne, jak i inercyjne, co zgodnie z teorią Kołmogorowa świadczy o turbulentnym charakterze przepływu, z obecną kaskadą przekazywania energii od skali inercyjnej do dyssypacyjnej, gdzie następuje jej rozpraszanie.

Symulacje *DNS* przepływu cieczy przez model emulsyfikatora dały wyniki o zadowalającej zgodności z rezultatami eksperymentalnymi. Zostało potwierdzone numerycznie, że w mikrokanale brak jest wyraźnych fluktuacji prędkości, co świadczy o laminarnym charakterze przepływu w tym rejonie układu. Podobnie jak w eksperymentach, znaczące fluktuacje pojawiają się dopiero w kanale wylotowym, gdzie wraz ze wzrostem odległości od wylotu mikrokanalu rośnie energia kinetyczna turbulencji oraz jej dyssypacja. W mikrokanale średni współczynnik dyssypacji energii turbulencji, wyznaczony na podstawie chwilowych pól prędkości uzyskanych w wyniku symulacji *DNS*, był na bardzo niskim poziomie rzędu $10^{-6} m^2/s^3$, co potwierdziło brak turbulencji. Dlatego też stwierdzono, że proces tworzenia emulsji w rozpatrywanym układzie zachodzi głównie w kanale wylotowym, gdzie ma miejsce znaczna dyssypacja energii, która zgodnie z obecną wiedzą jest głównym mechanizmem „napędzającym” proces rozdrabniania kropelek fazy rozproszonej. W mikrokanale, wskutek obecności dużych gradientów prędkości i silnych naprężeń ścinających, może mieć miejsce jedynie wstępne wytworzenie dużych kropelek emulsji, które w kanale wylotowym poddawane są dalszemu, właściwemu rozdrabnianiu na końcową, zadaną wielkość.

Obliczenia z zastosowaniem pół-empirycznego modelu turbulencji $k - \epsilon$, wykorzystujące dekompozycję Reynoldsa (tzw. model *RANS*) wskazały na konieczność zachowania dużej

ostrożności przy prowadzeniu tego typu modelowania. Używanie modeli turbulencji do określenia charakterystyk przepływów, które w rzeczywistości turbulentnymi nie są, może prowadzić do uzyskania błędnych wyników. W niniejszej pracy wykazano eksperymentalnie oraz poprzez symulacje *DNS*, że w rozpatrywanym mikrokanale emulsyfikatora przepływ jest laminarny, a dyssypacja energii bardzo mała. Z obliczeń *RANS* otrzymano jednak bardzo wysoki współczynnik dyssypacji (rzędu $10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$), co jest wartością błędną. Bazując jedynie na obliczeniach wykorzystujących model $k - \varepsilon$ można byłoby wyciągnąć wniosek, że proces emulsyfikacji w głównej mierze zachodzi w mikrokanale układu, co okazuje się być fałszywą hipotezą [61]. Dlatego też, bazując na przykład jedynie na wysokiej liczbie Reynoldsa przepływu i zakładając *a priori*, że przepływ jest na pewno burzliwy, używanie modeli turbulencji prowadzi w niektórych przypadkach do błędnych wyników. Zalecana jest zatem szczególna ostrożność przy tego typu obliczeniach oraz konieczność eksperymentalnego potwierdzenia wyników takiego modelowania, albo chociażby przez symulacje *DNS*. Podkreślić jednak należy, że obliczenia z wykorzystaniem modelu $k - \varepsilon$ poza obszarem mikrokanalu dały wyniki poprawne. W kanale wylotowym profile prędkości będącej wynikiem modelowania *RANS* są zadowalająco podobne do profili prędkości średniej otrzymanej eksperymentalnie oraz profili uśrednionych wartości chwilowych rozwiązań symulacji *DNS*. Podobieństwo to w okolicy wylotu mikrokanalu jest dobre. Wraz z oddalaniem się od mikrokanalu różnice pomiędzy poszczególnymi wynikami wzrastają, jednak cały czas zachowana jest zbliżona struktura przepływu, z wyraźną strefą recyrkulacji w środkowej części kanału wylotowego.

W pracy wykazano również, że poprzez odpowiednią modyfikację geometryczną ścianek kanału możliwe jest obniżenie krytycznej liczby Reynoldsa, przy której następowała będzie destabilizacja przepływu. Potwierdzono, że dla optymalnego pofalowania ścianek już w przepływach z liczbą Reynoldsa poniżej 100 mogą pojawiać się zaburzenia pola prędkości, które będą wzmacniane. W wyniku wzmacniania nawet niewielkich początkowych zaburzeń wytworzony zostanie przepływ o skomplikowanej, trójwymiarowej strukturze, co może zwiększać intensywność procesów wymiany ciepła i masy. Wykazano również, że straty hydrauliczne w takim przepływie, dla umiarkowanych liczb Reynoldsa (< 200) są porównywalne ze stratami w analogicznym przepływie Poiseuille'a. Dzięki temu taka modyfikacja ścianek kanału może być wykorzystana do zwiększenia wydajności pracy mikromieszalników, mikrowymienników ciepła czy mikroreaktorów chemicznych. Może to być ciekawa alternatywa dla skomplikowanych mikromieszalników aktywnych czy też pasywnych, charakteryzujących się wprowadzaniem do układu dużych, dodatkowych oporów hydraulicznych.

8. Dodatek A: Analiza błędów techniki μ PIV

Przedstawione w pracy wyniki pomiarów pola prędkości metodą μ PIV obarczone są błędem, który może być zdefiniowany jako:

$$\varepsilon_C = \sqrt{\varepsilon_P^2 + \varepsilon_B^2 + \varepsilon_S^2 + \varepsilon_K^2}, \quad (\text{A.1})$$

gdzie poszczególne błędy są spowodowane przez:

- ε_P - nieprecyzyjne odwzorowanie cząstek znacznikowych na zarejestrowanych obrazach,
- ε_B - ruchy Browna cząstek,
- ε_S - poślizg cząstek znacznikowych,
- ε_K - błąd wywołany nieprawidłowym odwzorowaniem przez cząstki znacznikowe szybkozmiennego pola prędkości.

Błąd wywołany nieprecyzyjnym odwzorowaniem cząstek znacznikowych na zarejestrowanych obrazach

Wskutek zjawiska dyfrakcji, zależnego od własności optycznych elementów stanowiska pomiarowego i wielkości użytych cząstek znacznikowych, faktyczna średnica obrazu cząstki widziana pod mikroskopem wynosi [45]:

$$d_e = [d_s^2 + M^2 d_p^2]^{1/2}, \quad (\text{A.2})$$

gdzie d_p jest rzeczywistą średnicą cząstki, M - powiększeniem układu mikroskopowego, a d_s - średnicą obrazu punktowego źródła światła, wynoszącą:

$$d_s = 2.44(M + 1)f^\# \lambda, \quad (\text{A.3})$$

gdzie $f^\#$ jest względną aperturą obiektywu mikroskopu, a λ długością fali światła. Dla obiektywów z korekcją na nieskończoność względna apertura wynosi $f^\# = 1/2 [(n/NA)^2 - 1]^{1/2}$. NA jest aperturą numeryczną zdefiniowaną jako $NA \equiv n \sin \theta$, gdzie n jest współczynnikiem załamania światła dla medium pomiędzy obiektywem, a badanym układem mikroprzepływowym, a θ połową maksymalnego kąta pomiędzy promieniami światła tworzącymi obraz obserwowanego punktu wchodzącymi do obiektywu i jego osią optyczną. Zależność (A.2) można wykorzystać do określenia błędu metody μ PIV spowodowanej nieprecyzyjnym odwzorowaniem położenia cząstek na rejestrowanych obrazach. Błąd ten może być zdefiniowany jako:

$$\varepsilon_p = \frac{\delta x}{\Delta x} \cdot 100\%, \quad (\text{A.4})$$

gdzie Δx jest przemieszczeniem cząstki pomiędzy dwoma korelowanymi obrazami, a δx niepewnością odwzorowania położenia cząstki na obrazie, wynoszącą [45]:

$$\delta x \sim \frac{d_e}{10M}. \quad (\text{A.5})$$

Zależność (A.5) została wyznaczona empirycznie, przy założeniu, że cząstka znacznikowa zostanie odwzorowana na obrazie przez 3-4 piksele i położenie jej będzie możliwe do wyznaczenia z dokładnością 1/10 średnicy jej obrazu [75].

Dla przeprowadzonych w pracy badań, parametrów optycznych elementów stanowiska pomiarowego i użytych cząstek znacznikowych przyjmujemy:

- $M = 10$,
- $NA = 0.3$,
- $\lambda = 612nm$,
- $n = 1$,
- $d_p = 2\mu m$,
- $\Delta x = 6.67\mu m$ (średnie przemieszczenie cząstek w pomiarach; przemieszczenie to było w przybliżeniu jednakowe we wszystkich eksperymentach, niezależnie od rejestrowanej prędkości przepływu, gdyż czas pomiędzy zdjęciami był dobierany indywidualnie do każdego pomiaru tak, aby rejestrowane przemieszczenie cząstek było optymalne dla algorytmu PIV)

i otrzymujemy:

- $f^\# = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{0.3} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \cong 1.59$,
- $d_s = 2.44(10 + 1) \cdot 1.59 \cdot 612 \cdot 10^{-9} m \cong 26.12 \cdot 10^{-6} m = 26.12\mu m$,
- $d_e = [(26.12 \cdot 10^{-6} m)^2 + 10^2 \cdot (2 \cdot 10^{-6} m)^2]^{1/2} \cong 32.90 \cdot 10^{-6} m = 32.90\mu m$,
- $\delta x = \frac{32.90\mu m}{10 \cdot 10} \cong 0.33\mu m$,
- $\varepsilon_p = \frac{0.33\mu m}{6.67\mu m} \cdot 100\% \cong 4.9\%$.

Błąd techniki μ PIV, wywołany nieprecyzyjnym odwzorowaniem cząstek znacznikowych na zarejestrowanych obrazach, wynosi $\varepsilon_p = 4.9\%$.

Błąd wywołany ruchami Browna

Względny błąd pomiarów μ PIV spowodowany ruchami Browna cząstek znacznikowych może być zapisany jako [27]:

$$\varepsilon_B = \frac{1}{u} \sqrt{\frac{2D}{\Delta t}} \cdot 100\%, \quad (\text{A.6})$$

gdzie u jest mierzoną prędkością przepływu, Δt - czasem pomiędzy rejestrowanymi obrazami, a D - współczynnikiem dyfuzji zdefiniowanym jako [76]:

$$D = \frac{\kappa T}{3\pi\mu d_p}. \quad (\text{A.7})$$

W powyższym wyrażeniu T jest temperaturą bezwzględną, a κ - stałą Boltzmana, wynoszącą $\kappa \cong 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$. W przeprowadzonych eksperymentach parametry występujące w równaniach (A.6 i A.7) wynosiły:

- $T = 303\text{K}$,
- $\mu = 0.001 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$.

Otrzymujemy:

$$D = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 303\text{K}}{3\pi \cdot 0.001 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s}) \cdot 2 \cdot 10^{-6}\text{m}} \cong 2.22 \cdot 10^{-13} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}.$$

W pracy przedstawiono pomiary dla wielu różnych prędkości przepływu. Błąd wywołany ruchami Browna ma znaczenie tylko dla minimalnych prędkości i jest dla nich największy. Najmniejszą zmierzoną prędkością było $u = 0.17 \text{ m/s}$, a czas pomiędzy rejestrowanymi zdjęciami dla tego pomiaru wynosił $\Delta t = 30\mu\text{s}$. Maksymalny błąd wywołany ruchami Browna wynosi zatem:

$$\varepsilon_B = \frac{1}{0.17 \text{ m/s}} \sqrt{\frac{2 \cdot 2.22 \cdot 10^{-13} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}}{30 \cdot 10^{-6}\text{s}}} \cdot 100\% = 0.07\%.$$

Dla większych prędkości przepływu błąd ten będzie odpowiednio mniejszy.

Względny maksymalny błąd pomiarów μ PIV spowodowany ruchami Browna cząstek znacznikowych wynosi $\varepsilon_B = 0.07\%$.

Błąd wywołany poślizgiem cząstek

Różnica pomiędzy prędkością cząstek i prędkością unoszącego je płynu (ang. slip velocity), w zależności od stosunku wielkości cząstki i kanału, w którym ten przepływ ma miejsce, może być wyrażona jako [38]:

$$u_s = \frac{1}{2} u_m \left(\frac{d_p}{H} \right)^2, \quad (\text{A.8})$$

gdzie u_m jest średnią prędkością przepływu. Zależność ta również określa błąd pomiaru metodą PIV wywołany poślizgiem cząstek. Błąd ten, odniesiony do prędkości średniej przepływu, można zapisać jako:

$$\varepsilon_s = \frac{u_s}{u_m} \cdot 100\% = \frac{1}{2} \left(\frac{d_p}{H} \right)^2 \cdot 100\%. \quad (\text{A.9})$$

Dla cząstek o średnicy $d_p = 2\mu\text{m}$, wysokości kanału $H = 400\mu\text{m}$ błąd ten wynosi:

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2} \left(\frac{2 \cdot 10^{-6} \text{m}}{400 \cdot 10^{-6} \text{m}} \right)^2 \cdot 100\% \cong 0.001\%.$$

W przeprowadzonych pomiarach można zatem przyjąć, że błąd pomiaru wywołany względną prędkością cząstek był pomijalnie mały.

Błąd wywołany szybkozmiennym polem prędkości

Zgodnie z tym, co zostało napisane w rozdziale 2.1, błąd wywołany niedokładnym odwzorowaniem przez cząstki znacznikowe szybkozmiennego przepływu, jest nie większy niż 1% jeśli liczba Stokesa S_K , zdefiniowana jako [37]:

$$S_K = \frac{\tau}{\tau_f}, \quad (\text{A.10})$$

jest mniejsza od 0.1. W powyższej definicji τ jest czasem relaksacji, po którym cząstki znacznikowe osiągają prędkość unoszącego je płynu poruszającego się ze skokowo zmienną prędkością, a τ_f jest charakterystyczną skalą czasową analizowanego przepływu.

Czas relaksacji τ wyznaczyć można z zależności opisanej w rozdziale 2.1 niniejszej pracy [37]:

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}, \quad (\text{A.11})$$

a jako charakterystyczną skalę czasu analizowanego przepływu można przyjąć skalę czasu Kołmogorowa, która dla obszaru mikrokanalu wynosi około 1.3s (wartość ta została wyznaczona w oparciu o wyniki symulacji DNS – dokładny opis sposobu wyznaczenia skal Kołmogorowa znajduje się w Dodatku E).

Przyjmując wartości parametrów: $d_p = 2\mu\text{m}$ (średnica użytych w eksperymentach cząstek znacznikowych), $\rho_p = 1.05 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ (gęstość cząstek znacznikowych) oraz $\mu = 0.001 \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$ (lepkość wody) otrzymujemy:

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} = (2 \cdot 10^{-6} \text{ m})^2 \cdot \frac{1.05 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}}{18 \cdot 0.001 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}} \cong 0.23 \cdot 10^{-6} \text{ s}.$$

Liczba Stokesa wynosi zatem $S_K = \frac{0.23 \cdot 10^{-6} \text{ s}}{1.3 \text{ s}} \cong 0.18 \cdot 10^{-6} < 0.1$. Można więc przyjąć, że błąd wywołany niedokładnym odwzorowaniem szybkozmiennego przepływu przez cząstki znacznikowe jest mniejszy niż 1%.

Całkowity błąd pomiarów techniką μ PIV wynosi zatem:

$$\varepsilon_C = \sqrt{\varepsilon_p^2 + \varepsilon_B^2 + \varepsilon_S^2 + \varepsilon_K^2} \leq \sqrt{(4.9\%)^2 + (0.07\%)^2 + (0.001\%)^2 + (1\%)^2} \cong 5\%.$$

9. Dodatek B: Dobór optymalnej koncentracji cząstek znacznikowych

Głównym kryterium doboru optymalnej koncentracji cząstek jest uzyskanie zadowalającej „widzialności” cząstek znacznikowych będących w płaszczyźnie ostrości obiektywu mikroskopu na tle cząstek będących poza tą płaszczyzną. Optymalna wartość widzialności V , zdefiniowanej wzorem 2.12 (rozdział 2.2), została wyznaczona eksperymentalnie jako zadowalający kompromis pomiędzy wartością stosunku sygnału do szumu i koncentracją cząstek. Zalecane jest, aby $V \sim 1.5$ [45]. Na tej podstawie można wyznaczyć optymalną koncentrację objętościową cząstek jako:

$$c_{opt}^{vol} = \frac{2d_p^3 M^2 \beta^2 (s_0 - a)(s_0 - a + H)}{4.5Hs_0^2 (M^2 d_p^2 + 1.49(M+1)^2 \lambda^2 [(n/NA)^2 - 1])} \times 100\%, \quad (B.1)$$

gdzie d_p jest średnicą cząstek znacznikowych, H – wysokością kanału, a – odległością płaszczyzny pomiarowej od ścianki kanału, przez którą obserwowany jest przepływ (np. dla pomiarów na środku wysokości kanału $a = H/2$), λ – długością fali światła emitowanego przez cząstki znacznikowe, M – powiększeniem układu mikroskopowego, n – współczynnikiem załamania światła dla medium pomiędzy obiektywem, a badanym układem mikroprzepływowym, NA – aperturą numeryczną obiektywu, s_0 – odległością obserwowanej cząstki od obiektywu (czyli odległością roboczą obiektywu). Parametr β określa próg rozdzielający sygnał od szumu, a jego wartość podawana jest jako $\beta = 1.92$ [45].

Po uwzględnieniu średnicy cząsteczek, z optymalnej koncentracji objętościowej można wyznaczyć koncentrację określającą optymalną liczbę cząstek w jednostce objętości płynu:

$$c_{opt} = \frac{6c_{opt}^{vol}}{\pi d_p^3} \cdot \frac{1}{100\%}. \quad (B.2)$$

Przyjmując parametry występujące w wyrażeniu (B.1) jako:

- $d_p = 2\mu m$,
- $M = 10$,
- $\beta = 1.92$,
- $s_0 = WD = 17.5mm$,
- $a = 200\mu m$ (środek wysokości kanału),
- $H = 400\mu m$,
- $\lambda = 612nm$,
- $n = 1$,
- $NA = 0.3$,

otrzymujemy optymalną koncentrację objętościową cząstek znacznikowych dla pomiarów μ PIV w mikrokanale:

$$c_{opt}^{vol} = \frac{2 \cdot (2 \cdot 10^{-6}m)^3 \cdot 10^2 \cdot 1.92^2 \cdot (17.5 \cdot 10^{-3}m - 200 \cdot 10^{-6}m) \cdot (17.5 \cdot 10^{-3}m - 200 \cdot 10^{-6}m + 400 \cdot 10^{-6}m)}{3 \cdot 1.5 \cdot 400 \cdot 10^{-6}m \cdot (17.5 \cdot 10^{-3}m)^2 \left[10^2 \cdot (2 \cdot 10^{-6}m)^2 + 1.49 \cdot (10 + 1)^2 \cdot (612 \cdot 10^{-9}m)^2 \cdot \left(\left(\frac{1}{0.3} \right)^2 - 1 \right) \right]} \times 100\% \cong 0.3\%$$

Dla cząstek wykorzystanych w eksperymentach (średnica $d_p = 2\mu m$) odpowiadało to koncentracji równej $c_{opt} = 0.72 \cdot 10^9 \frac{\text{cząstek}}{\text{cm}^3}$.

W ramach niniejszej pracy pomiary struktury przepływu wykonywano równocześnie w mikrokanale oraz w kanale wylotowym o wysokości $7.5mm$. Dlatego też koncentracja cząstek powinna być dobrana tak, aby umożliwić równoczesne wykonanie wiarygodnych pomiarów w tych dwóch lokalizacjach. „Ostrzejsze” kryterium na koncentrację cząstek znacznikowych narzucają pomiary w kanale wylotowym. Przyjmując $H = 7.5mm$ oraz $a = 3.75mm$ (środek wysokości kanału wylotowego) możemy ponownie oszacować odpowiednią koncentrację objętościową cząstek, która jest równa $c_{opt}^{vol} = 0.015\%$, co odpowiada $c_{opt} = 35 \cdot 10^6 \frac{\text{cząstek}}{\text{cm}^3}$.

10. Dodatek C: Wykaz przeprowadzonych eksperymentów

Poniższa tabela zawiera wykaz położenia przeprowadzonych eksperymentów oraz wartości liczby Reynoldsa, przy jakich zostały wykonane. Dla wszystkich pomiarów współrzędna $z = 0\text{mm}$ (pionowa płaszczyzna symetrii układu). Układ współrzędnych znajduje się na rysunku 4.5, a graficzne przedstawienie zamieszczonych w poniższej tabeli punktów pomiarowych na rysunku 4.6.

Tabela C.1. Położenie środka płaszczyzny pomiarowej ($854\mu\text{m} \times 683\mu\text{m}$). Dla każdego położenia i liczby Reynoldsa wykonano od 100 do 500 pomiarów chwilowego pola prędkości

Położenie w modelu	Współrzędne środka pola prędkości		Liczba Reynoldsa
	x [mm]	y [mm]	
P ₀	-4.0	-0.2	} 991, 1839, 2804, 3337
	-4.0	-0.4	
	-4.0	-0.75	
	-4.0	-1.1	
	-4.0	-1.3	
P ₁	-1.0	-0.2	6770
P ₁₋₂	-0.5	-0.1	} 991, 1839, 2804, 3337
	-0.5	-0.2	
	-0.5	-0.3	
P ₂	0	-0.2	6770
P ₃	1.0	-0.1	6770
	1.0	-0.2	6770
	1.0	-0.3	6770
	1.0	-0.4	6770
	1.0	-0.5	6770
	1.0	-0.6	6770
	1.0	-0.7	6770
	1.0	-0.8	6770
	1.0	-0.9	6770
	1.0	-1.0	6770
	1.0	-1.1	6770
	1.0	-1.2	6770
	1.0	-1.3	6770
	1.0	-1.4	6770
	1.0	-1.5	6770

	1.0	-1.6	6770
	1.0	-1.7	6770
	1.0	-1.8	6770
	1.0	-1.9	6770
	1.0	-2.0	6770
	1.0	-2.2	6770
	1.0	-2.4	6770
	1.0	-2.5	3337
	1.0	-2.6	6770
	1.0	-2.8	6770
	1.0	-3.0	6770
	1.0	-3.2	6770
	1.0	-3.4	6770
	1.0	-3.6	6770
	1.0	-3.75	6770
P ₄	3.0	-0.1	6770
	3.0	-0.2	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	3.0	-0.3	6770
	3.0	-0.4	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	3.0	-0.5	6770
	3.0	-0.6	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	3.0	-0.7	6770
	3.0	-0.8	6770
	3.0	-0.9	6770
	3.0	-1.0	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	3.0	-1.1	6770
	3.0	-1.2	6770
	3.0	-1.3	6770
	3.0	-1.4	6770
	3.0	-1.5	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	3.0	-1.6	6770
	3.0	-1.7	6770
	3.0	-1.8	6770
	3.0	-1.9	6770
	3.0	-2.0	6770
	3.0	-2.2	6770
	3.0	-2.4	6770
	3.0	-2.5	991, 1839, 2804, 3337
	3.0	-2.6	6770
	3.0	-2.8	6770
	3.0	-3.0	6770

	3.0	-3.2	6770
	3.0	-3.4	6770
	3.0	-3.6	6770
	3.0	-3.75	991, 1839, 2804, 3337, 6770
P ₅	8.0	-0.1	6770
	8.0	-0.2	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	8.0	-0.3	6770
	8.0	-0.4	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	8.0	-0.5	6770
	8.0	-0.6	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	8.0	-0.7	6770
	8.0	-0.8	6770
	8.0	-0.9	6770
	8.0	-1.0	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	8.0	-1.1	6770
	8.0	-1.2	6770
	8.0	-1.3	6770
	8.0	-1.4	6770
	8.0	-1.5	991, 1839, 2804, 3337, 6770
	8.0	-1.6	6770
	8.0	-1.7	6770
	8.0	-1.8	6770
	8.0	-1.9	6770
	8.0	-2.0	6770
	8.0	-2.2	6770
	8.0	-2.4	6770
	8.0	-2.5	991, 1839, 2804, 3337
	8.0	-2.6	6770
	8.0	-2.8	6770
	8.0	-3.0	6770
	8.0	-3.2	6770
	8.0	-3.4	6770
	8.0	-3.6	6770
	8.0	-3.75	991, 1839, 2804, 3337, 6770

11. Dodatek D: Głębina korelacji w przeprowadzonych pomiarach

W technice μ PIV cząstki znacznikowe „rozpoznawalne” dla algorytmów PIV muszą znajdować się w warstwie przepływu δ_{corr} , nazywanej głębokością korelacji i zdefiniowanej jako [44]:

$$\delta_{corr} = \frac{3n\lambda}{(NA)^2} + \frac{2.16d_p}{\tan \theta} + d_p, \quad (D.1)$$

gdzie d_p jest średnicą cząstek znacznikowych, a θ maksymalnym kątem pomiędzy promieniami światła tworzącymi obraz obserwowanego punktu wchodzącymi do obiektywu i jego osią optyczną. Apertura numeryczna NA może być powiązana z kątem θ następującą zależnością geometryczną:

$$NA = n \sin \theta, \quad (D.2)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania światła ośrodka pomiędzy obiektywem i preparatem. Szczegółowy opis głębi ostrości i głębi korelacji w eksperymentalnej technice μ PIV zawarty został w rozdziale 2.2.

Przyjmując parametry występujące w wyrażeniach (D.1 i D.2) jako:

- $d_p = 2\mu m$,
- $n = 1$,
- $\lambda = 612nm$,
- $NA = 0.3$,

możemy wyznaczyć kąt θ :

$$NA = n \sin \theta \Rightarrow \theta = \sin^{-1}\left(\frac{NA}{n}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{0.3}{1}\right) \cong 17.5^\circ$$

oraz głębokość korelacji:

$$\delta_{corr} = \frac{3 \cdot 1 \cdot 612 \cdot 10^{-9}m}{0.3^2} + \frac{2.16 \cdot 2 \cdot 10^{-6}m}{\tan 17.5^\circ} + 2 \cdot 10^{-6}m \cong 36\mu m.$$

12. Dodatek E: Skale Kołmogorowa: długości i czasu

Skale Kołmogorowa: długości η i czasu τ , mogą być zapisane w następującej postaci [17]:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (E.1)$$

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}.$$

gdzie ν i ε są odpowiednio lepkością kinematyczną płynu i współczynnikiem dyssypacji lepkiej energii kinetycznej przepływu. Oszacowanie tych skal jest niezbędne do prawidłowego doboru gęstości siatki obliczeniowej przy symulacjach *DNS* oraz do właściwego wyboru kroku czasowego tych symulacji. Lepkość kinematyczna, występująca w wyrażeniach (E.1) dla wody może być przyjęta jako stała równa $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

Wartość współczynnika dyssypacji lepkiej może być obliczona na kilka sposobów. Proste i dość dokładnego oszacowania można dokonać używając zależności [77]:

$$\varepsilon = \frac{u_m^3}{L}, \quad (E.2)$$

gdzie u_m jest średnią prędkością przepływu, a L charakterystycznym wymiarem liniowym przepływu głównego (kanału). Przyjmując prędkość średnią z pomiarów eksperymentalnych dla najwyższej liczby Reynoldsa jako $u_m = 17 \text{ m/s}$ i wymiar $L = 400 \mu\text{m}$ (wysokość analizowanego mikrokanalu) otrzymujemy współczynnik dyssypacji lepkiej równy:

$$\varepsilon = \frac{\left(17 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^3}{400 \cdot 10^{-6} \text{ m}} \cong 12.3 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}^3,$$

oraz obliczone na jego podstawie: skalę długości η i skalę czasu τ :

$$\eta = \left[\frac{(10^{-6} \text{ m}^2/\text{s})^3}{12.3 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}^3} \right]^{1/4} \cong 0.53 \mu\text{m},$$

$$\tau = \left(\frac{10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}}{12.3 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}^3} \right)^{1/2} \cong 0.3 \mu\text{s}.$$

Znając szacunkowe wartości skal Kołmogorowa dla przepływu z największą liczbą Reynoldsa, w przeprowadzonych symulacjach *DNS* przyjęto krok czasowy równy $0.1\mu s$. Obliczenia te wykonane zostały z wykorzystaniem siatki, której gęstość była limitowana dysponowanymi zasobami obliczeniowymi oraz była kompromisem pomiędzy zadowalającym czasem obliczeń i możliwie najdokładniejszym odwzorowaniem struktur przepływu o najmniejszych skalach. W mikroszczelinach wygenerowano siatkę, w której najmniejsza odległość pomiędzy węzłami wynosiła $3\mu m$.

Przeprowadzone wstępne obliczenia numeryczne wykorzystujące pół-empiryczny model turbulencji $k - \varepsilon$ wykazały, że w przepływie z najwyższą liczbą Reynoldsa równą $Re = 6770$ spadek ciśnienia w szczelinie wynosił około $\Delta p \cong 17 \cdot 10^3 Pa$. Bazując na definicji, że współczynnik dyssypacji lepkiej jest ilością energii przepływu rozpraszaną w tym przepływie (miarą wielkości tego rozpraszania energii może być spadek ciśnienia), odniesioną do jednostki czasu i jednostki masy płynu, ε możemy zapisać jako:

$$\varepsilon = \frac{\Delta p}{\rho_f \cdot t}, \quad (E.3)$$

gdzie ρ_f jest gęstością płynu, a t czasem przebywania płynu w szczelinie. Przyjmując, że w rozpatrywanym przepływie czas ten wynosił $t = 58.8 \cdot 10^{-6} s$ (długość mikrokanalu wynosiła $1mm$, a średnia prędkość przepływu $17 m/s$), a gęstość płynu była równa $\rho_f = 998.2 kg/m^3$ otrzymujemy:

$$\varepsilon = \frac{17 \cdot 10^3 Pa}{998.2 \frac{kg}{m^3} \cdot 58.8 \cdot 10^{-6} s} \cong 0.3 \cdot 10^6 \frac{m^2}{s^3},$$

$$\eta = \left[\frac{(10^{-6} m^2/s)^3}{0.3 \cdot 10^6 m^2/s^3} \right]^{1/4} \cong 1.35 \mu m,$$

$$\tau = \left(\frac{10^{-6} m^2/s}{0.3 \cdot 10^6 m^2/s^3} \right)^{1/2} \cong 1.8 \mu s.$$

Należy jednak pamiętać, że współczynnik dyssypacji lepkiej wyrażony zależnością (E.3) opisuje całą dyssypację w analizowanym przepływie – wynikającą zarówno z turbulentnych fluktuacji prędkości, jak i strat przepływu średniego. Można zatem przyjąć, że wartość dyssypacji energii będąca następstwem fluktuacji turbulentnych jest mniejsza od wartości wyznaczonej powyżej. Wskutek tego również skale Kołmogorowa w rzeczywistości będą niemniejsze od wyznaczonych. Pozwala to na przyjęcie założenia, że gęstość siatki obliczeniowej wygenerowanej w mikrokanale oraz przyjęty krok czasowy pozwalają na prawidłowe przeprowadzenie symulacji *DNS* analizowanego przepływu, a wynik tych obliczeń będzie wiarygodną informacją o strukturze przepływu, łącznie ze strukturami o

najmniejszych skalach, w których następuje turbulentna dyssypacja energii kinetycznej przepływu.

Na podstawie pełnych trójwymiarowych chwilowych pól prędkości w mikrokanale, będących wynikiem symulacji *DNS*, obliczono ponownie współczynnik dyssypacji energii kinetycznej turbulencji oraz skale Kołmogorowa. Miało to na celu zweryfikować słuszność założenia o dostatecznej gęstości siatki obliczeniowej oraz długości kroku czasowego. Bazując na definicji podanej przez Hinze [78], współczynnik dyssypacji lepkiej dla zagadnienia trójwymiarowego może być zapisany jako [79]:

$$\begin{aligned} \varepsilon = \nu \langle & 2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \\ & + \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \\ & + 2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + 2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + 2 \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \rangle. \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

Aby uzyskać dyssypację pochodzącą jedynie od fluktuacji turbulentnych, w pierwszym kroku obliczono fluktuacje prędkości będące różnicą chwilowych pól prędkości i prędkości średniej (średnia czasowa wyznaczona na podstawie 500 chwilowych pól prędkości). Dopiero wartości fluktuacji były różniczkowane zgodnie ze wzorem (E.4). Po uśrednieniu po czasie (500 chwilowych pól fluktuacji prędkości) i następnie uśrednieniu przestrzennym w mikrokanale, otrzymano współczynnik turbulentnej dyssypacji energii kinetycznej równy $\varepsilon = 6.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}^3$, a skale Kołmogorowa: długości $\eta = 1.1 \text{ mm}$ i czasu $\tau = 1.3 \text{ s}$. Tak duże wartości potwierdzają wnioski eksperymentalne, że w mikrokanale przepływ jest laminarny. Dyssypacja energii kinetycznej głównie zachodzi w przepływie średnim, a udział fluktuacji turbulentnych w całkowitych oporach przepływu przez mikrokanal jest nieznaczący.

13. Dodatek F: Test wrażliwości rozwiązania na gęstość siatki

W celu zbadania wrażliwości wyników uzyskiwanych w przeprowadzanych symulacjach numerycznych na gęstość siatki obliczeniowej wykonano wstępne obliczenia na czterech siatkach o różnych gęstościach. W celu ilościowego porównania wyników otrzymanych na poszczególnych siatkach zdefiniowano współczynnik zbieżności siatki GCI (ang. Grid Convergence Index), w postaci [67]:

$$GCI = F_s \frac{\left| \frac{u_{h2} - u_{h1}}{u_{h1}} \right|}{r^p - 1} \cdot 100\%, \quad (\text{F.1})$$

gdzie F_s jest współczynnikiem bezpieczeństwa, u_{h1} i u_{h2} wartościami wybranego parametru symulowanego przepływu, odpowiednio dla rzadszej (h_1 komórek siatki) i gęstszej siatki (h_2 komórek siatki), r jest współczynnikiem zagęszczenia siatki (stosunkiem gęstości siatek, tj. h_2/h_1), a p jest rzędem aproksymacji przeprowadzonych obliczeń. Rząd aproksymacji przeprowadzonych obliczeń był równy $p = 2$, a współczynnik bezpieczeństwa przyjęto jako $F_s = 3$.

Test zbieżności siatki dla obliczeń przepływu przez mikrokanal emulsyfikatora

Najistotniejszym regionem symulowanego przepływu przez emulsyfikator były dwa mikrokanaly, stąd też dalsze rozważania oparte będą o parametry siatki i wyniki uzyskane dla tego regionu. W niniejszym teście wykorzystano domenę będącą $\frac{1}{4}$ pełnej geometrii emulsyfikatora, w której wygenerowano 4 różne siatki o parametrach zebranych w tabeli F.1. Jako parametr testowy wybrano wartość prędkości w kierunku x dla punktu zlokalizowanego na środku mikrokanalu ($x = -0.5\text{mm}$, $y = -0.2\text{mm}$, $z = 0$). Wartości tego parametru, uzyskane dla różnych siatek, zestawione zostały w tabeli F.1. Współczynnik zagęszczenia siatki r wyliczono w oparciu o gęstość siatki w mikrokanale („liczba komórek w mikrokanale” w tabeli F.1).

Tabela F.1. Wartości współczynnika zbieżności siatki GCI oraz wartości parametrów wykorzystanych w teście zbieżności siatki obliczeń numerycznych przepływu w emulsyfikatorze

Siatka	Całkowita liczba komórek	Liczba komórek w mikrokanale	wsp. zagęszczenia r	u_x [m/s]	GCI [%]
S_1	254 654	$25 \times 15 \times 15$		18.2311	
S_2	343 991	$35 \times 20 \times 20$	2.49	18.5860	1.12
S_3	439 690	$45 \times 25 \times 25$	2.01	18.6284	0.23
S_4	457 473	$50 \times 30 \times 25$	1.33	18.6364	0.17

Jak pokazały wyliczone wartości współczynnika GCI , dla siatki S_4 , błąd rozwiązania jest mniejszy niż 0.2%. Dalsze zagęszczanie siatki nie dałoby znaczącej poprawy dokładności obliczeń, a spowodowałoby znaczny wzrost czasu obliczeń i ilości pamięci operacyjnej RAM komputera, niezbędnej do przeprowadzenia tych symulacji. Dlatego też obliczenia numeryczne prowadzone będą na siatce S_4 składającej się z 457 473 komórek (w przypadku obliczeń wykorzystujących $\frac{1}{4}$ pełnej geometrii emulsyfikatora) lub siatki składającej się z 1 745 830 komórek o gęstości analogicznej, co siatka S_4 , ale wygenerowanej w pełnej geometrii modelu emulsyfikatora.

Test zbieżności siatki dla obliczeń przepływu przez kanał o pofalowanej powierzchni

W przypadku testu zbieżności siatki dla symulacji przepływu przez kanał o pofalowanej powierzchni, jako parametr testowy wybrano maksymalną prędkość w kierunku z. Obliczenia w ramach tego testu wykonano na trzech siatkach strukturalnych, składających się z 120 000, 405 000 i 960 000 komórek, wygenerowanych w geometrii składającej się z trzech segmentów pofalowania. Wartości parametrów koniecznych do wyznaczenia współczynnika GCI oraz wartości współczynnika CGI zestawione zostały w tabeli F.2.

Tabela F.2. Wartości współczynnika zbieżności siatki GCI oraz wartości parametrów wykorzystanych w teście zbieżności siatki obliczeń numerycznych przepływu przez kanał o pofalowanej powierzchni

Siatka (liczba komórek)	r	u_z^{max} [m/s]	GCI [%]
120 000		0.146810	
405 000	3.375	0.147020	0.04
960 000	2.370	0.147019	0.0004

Dla siatki składającej się z 405 000 elementów błąd rozwiązania jest równy około 0.04%, co może być przyjęte jako wartość zadowalająca. Właściwe symulacje numeryczne przepływu będą przeprowadzone z wykorzystaniem siatki o takiej gęstości.

14. Dodatek G: Parametry symulacji numerycznych

Tabela G.1. Parametry symulacji numerycznych metodą DNS przepływu w modelu emulsyfikatora

Pakiet obliczeniowy	Fluent 6.3.26, podwójna precyzja
Model	3-D, DNS, nieściśliwy, niestacjonarny
Dyskretyzacja i schemat	SIMPLE, second order upwind
Krok czasowy	$\Delta t = 10^{-7} \div 10^{-5} s$ w zależności od liczby Reynoldsa i konfiguracji
Kryterium zbieżności	wszystkie residua $< 10^{-6}$
Warunki brzegowe	wlot: mass-flow-inlet, wylot: pressure-outlet pozostałe ściany: warunek braku poślizgu
Własności płynu	gęstość $\rho = 1000 kg/m^3$, lepkość: $\mu = 0.001 kg/(m \cdot s)$
Strumień masy płynu	$\dot{m} = 0.015 \div 0.204 kg/s$, w zależności od liczby Reynoldsa ($Re = 991 \div 6770$) i konfiguracji (otwarte oba lub tylko jeden mikrokanal)
Geometria i siatka	pełna geometria emulsyfikatora, 1 745 830 komórek siatki
Typowy czas obliczeń	dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$: 1ms czasu fizycznego ~ 1 miesiąc czasu CPU dla Pentium4® 3GHz

Tabela G.2. Parametry obliczeń numerycznych z wykorzystaniem modelu $k - \varepsilon$ przeprowadzonych w modelu emulsyfikatora

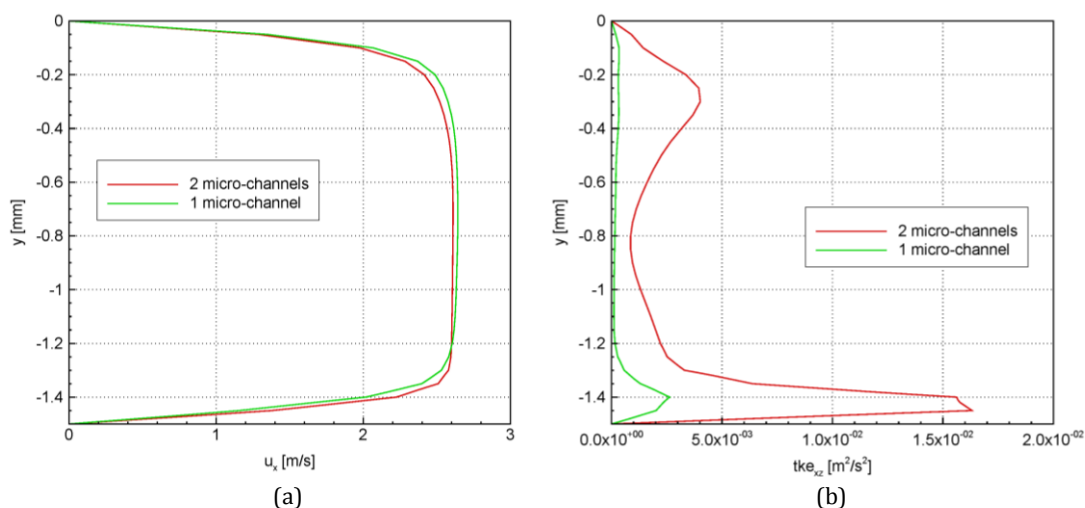
Pakiet obliczeniowy	Fluent 6.3.26, podwójna precyzja
Model	3-D, nieściśliwy, stacjonarny, $k - \varepsilon$
Dyskretyzacja i schemat	SIMPLE, second order upwind
Kryterium zbieżności	wszystkie residua $< 10^{-6}$
Warunki brzegowe	wlot: mass-flow-inlet, intensywność turbulencji: 5% wylot: pressure-outlet, intensywność turbulencji: 5% na wlocie i wylocie przyjęto promień hydrauliczny = 0.0109m pozostałe ściany: warunek braku poślizgu
Własności płynu	gęstość $\rho = 1000 kg/m^3$, lepkość: $\mu = 0.001 kg/(m \cdot s)$
Strumień masy płynu	$\dot{m} = 0.00375 \div 0.051 kg/s$, w zależności od liczby Reynoldsa ($Re = 991 \div 6770$) i konfiguracji (otwarte oba lub tylko jeden mikrokanal)
Geometria i siatka	$\frac{1}{4}$ pełnej geometrii emulsyfikatora, 457 473 komórek siatki dynamiczne zagęszczanie siatki dla obszarów o gradientach prędkości wyższych niż 0.0001
Typowy czas obliczeń	zbieżność rozwiązania osiągnano zazwyczaj w czasie od kilkunastu godzin do 2 dni na komputerze klasy Pentium4® 3GHz

Tabela G.3. Parametry symulacji numerycznych metodą *DNS* przepływu w kanale z pofalowanymi ściankami

Pakiet obliczeniowy	Fluent 6.3.26, podwójna precyzja
Model	3-D, DNS, nieściśliwy, niestacjonarny
Dyskretyzacja i schemat	SIMPLE, second order upwind
Krok czasowy	$\Delta t = 10^{-2} s$
Kryterium zbieżności	wszystkie residua $< 10^{-6}$
Warunki brzegowe	wlot: mass-flow-inlet, wylot: pressure-outlet pozostałe ściany: warunek braku poślizgu
Własności płynu	gęstość $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, lepkość zmieniana dla osiągnięcia żądaney liczby Reynoldsa
Strumień masy płynu	$\dot{m} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ w przeliczeniu na jeden segment pofalowania kanału
Geometria i siatka	geometria o nieskończonej długości i szerokości: 3 segmenty pofalowania, 405 000 komórek siatki strukturalnej; geometria o nieskończonej tylko długości: 5 segmentów pofalowania, 675 000 komórek siatki strukturalnej;
Typowy czas obliczeń	100s czasu fizycznego ~ 1 miesiąc czasu CPU dla Pentium4® 3GHz

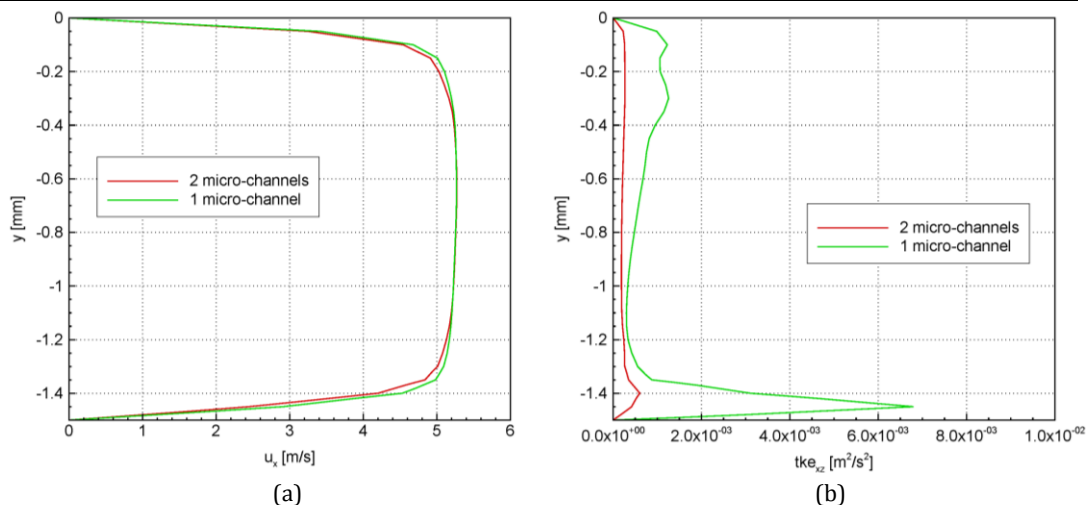
15. Dodatek H: Porównanie wyników symulacji numerycznych DNS przepływu przez geometrię emulsyfikatora z otwartym tylko jednym mikrokanalem oraz otwartymi dwoma mikrokanalami

Część z przeprowadzonych pomiarów struktury przepływu w modelu emulsyfikatora wykonana była w konfiguracji z otwartym jedynie jednym mikrokanalem. Drugi, w celu zwiększenia prędkości przepływu, był zablokowany. Podczas eksperymentów oraz w trakcie analizy wyników pomiarów przyjęto założenie, że zamknięcie jednego z mikrokanałów nie powoduje zmiany struktury prędkości w drugim mikrokanale oraz jego okolicy. Aby potwierdzić to założenie, wykonano symulacje DNS przepływu w obu konfiguracjach: z otwartymi dwoma mikrokanalami oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem. Symulacje przeprowadzono dla wszystkich rozpatrywanych prędkości przepływu, co miało dać odpowiedź na pytanie, w jakim stopniu ewentualna modyfikacja struktury przepływu wywołana zablokowaniem jednego z mikrokanałów zależy od liczby Reynoldsa.



Rys. H.1. Wyznaczone w symulacji DNS profile prędkości średniej u_x (a) oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{zz} (b), dla geometrii z otwartymi dwoma mikrokanalami (linia czerwona) oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem (linia zielona). Profile wyznaczone dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$, w kanale wlotowym układu (lokalizacja P_0)

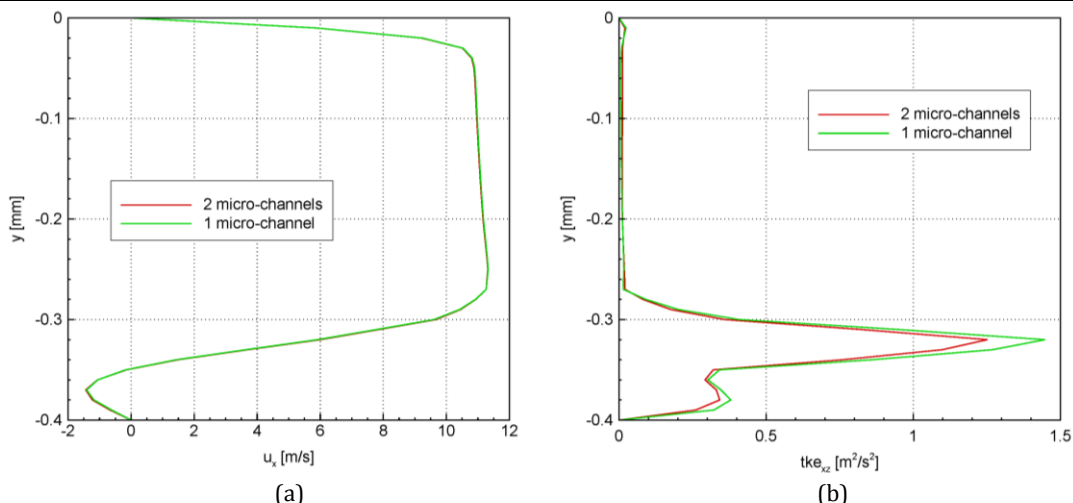
Analiza wyników symulacji DNS wykazała, że dla niewielkich i umiarkowanych prędkości przepływu, w mikrokanale i jego otoczeniu przepływ, po zablokowaniu jednego z mikrokanałów, praktycznie nie uległ modyfikacji. Stwierdzono, że różnice uzyskanych wartości prędkości oraz energii kinetycznej turbulencji były mniejsze niż 0.1%.



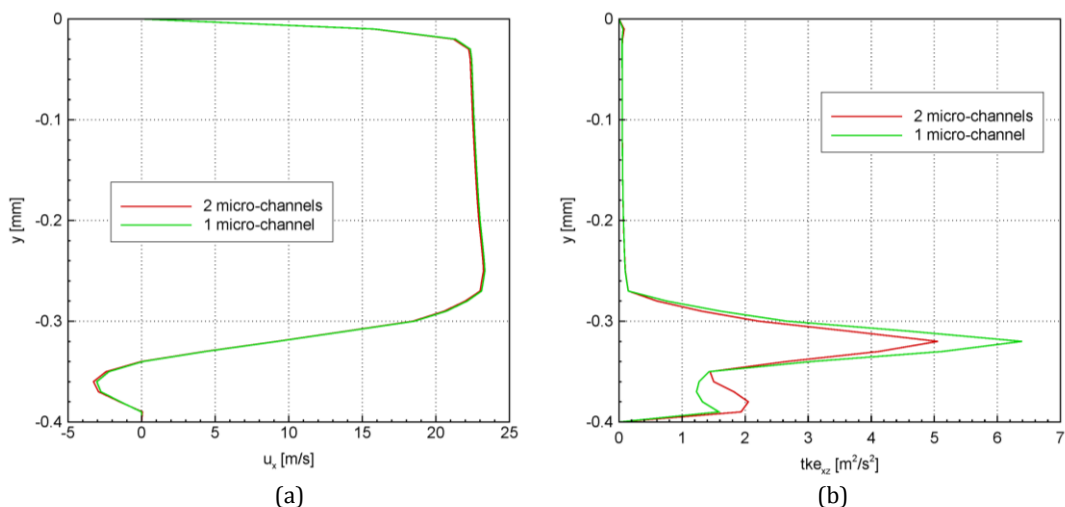
Rys. H.2. Wyznaczone w symulacji DNS profile prędkości średniej u_x (a) oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{zx} (b), dla geometrii z otwartymi dwoma mikrokanalami (linia czerwona) oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem (linia zielona). Profile wyznaczono dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$, w kanale wlotowym układu (lokalizacja P_0)

Pierwsze zauważalne różnice w kształcie profili prędkości u_x oraz energii tke_{xz} zarejestrowano w przepływie z liczbą Reynoldsa równą 3337. Jednakże różnice te nadal pozostawały niewielkie. Na rysunkach H.1 i H.2 pokazano profile prędkości i energii kinetycznej turbulencji odpowiednio dla przepływu z liczbą Reynoldsa 3337 i 6770, wykreślone w kanale wlotowym emulsyfikatora (lokalizacja P_0). Jak można zobaczyć, różnice w uzyskach wynikach są pomijalnie małe. Prędkości wykazują niemal całkowitą zgodność. W przypadku tke_{xz} procentowo wyrażona różnica byłaby wprawdzie znaczna, ale należy zwrócić uwagę na bardzo małą wartość bezwzględną tych różnic, mieszczącą się poniżej $0.01 m^2/s^2$.

W mikrokanale stwierdzono także niewielkie różnice w strukturze przepływu dla obu rozpatrywanych geometrii, nawet dla liczby Reynoldsa równej 6770. Na rysunkach H.3a i H.4a pokazano profile prędkości u_x wykreślone w lokalizacji P_{1-2} odpowiednio dla liczb Reynoldsa równych 3337 i 6770. Różnice profili prędkości są praktycznie niezauważalne. Natomiast energia kinetyczna turbulencji pokazana na rysunkach H.3b i H.4b tylko w nieznaczny sposób uległa zmianie po zablokowaniu jednego mikrokanalu. Zmiana ta jednak, dla zarejestrowanych wartości maksymalnych tke_{xz} , jest ciągle mniejsza niż $0.3 m^2/s^2$ dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$ i równa około $1 m^2/s^2$ dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$. Pojawiające się różnice dotyczą jedynie wartości energii, bez przestrzennego przesunięcia obszaru, w którym energia ta osiąga maksimum. Dodatkowo, różnice w wartościach tke_{zx} mają miejsce jedynie w niewielkim obszarze, gdzie energia osiąga wartości maksymalne. Poza tym maksimum, pozostała część profili wykazuje nadal bardzo dobrą zgodność.



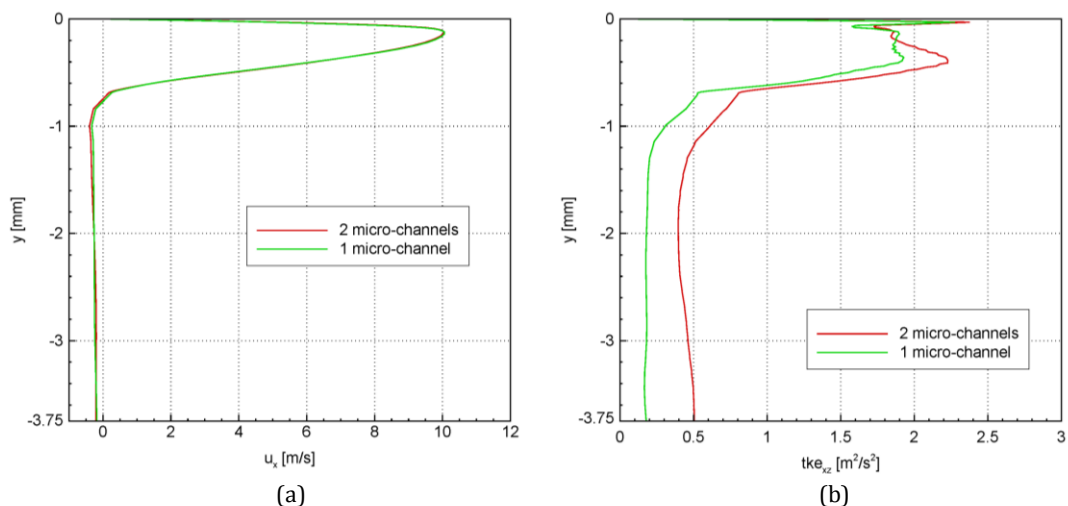
Rys. H.3. Wyznaczone w symulacji DNS profile prędkości średniej u_x (a) oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{zx} (b), dla geometrii z otwartymi dwoma mikrokanalami (linia czerwona) oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem (linia zielona). Profile wyznaczone dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$, na środku długości mikrokanalu (lokalizacja P1-2)



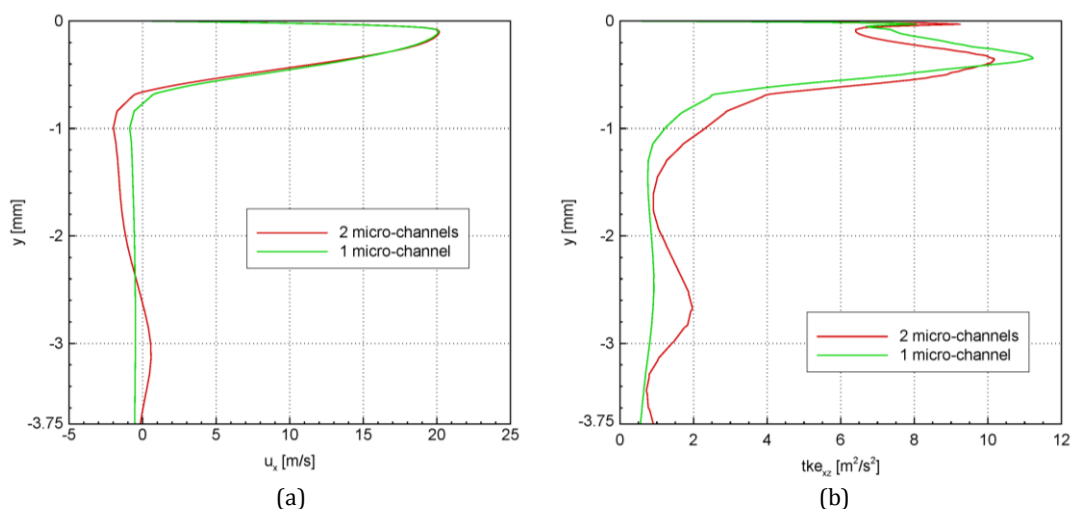
Rys. H.4. Wyznaczone w symulacji DNS profile prędkości średniej u_x (a) oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{zx} (b), dla geometrii z otwartymi dwoma mikrokanalami (linia czerwona) oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem (linia zielona). Profile wyznaczone dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$, na środku długości mikrokanalu (lokalizacja P1-2)

W kanale wylotowym układu, w pobliżu wylotu mikrokanalu (lokalizacja P₃), dla przepływu z liczbą Reynoldsa równa 3337, profile prędkości u_x ponownie są niemal całkowicie zgodne (rys. H.5a). Po przyspieszeniu przepływu i osiągnięciu $Re = 6770$, w rejonie wysokich prędkości, przy górnej ściance kanału, profile u_x również niemal idealnie pokrywają się (rys. H.6a). Nieznaczne różnice pojawiają się dopiero w rejonach o niższej prędkości, w odległości większej niż 1mm od górnej ścianki kanału. Nadal jednak różnice te są bardzo małe, maksymalnie równe około 1 m/s.

Zablokowanie jednego w mikrokanalów również tylko w bardzo niewielkim stopniu zmienia rozkład energii kinetycznej turbulencji w kanale wylotowym emulsyfikatora, w sąsiedztwie wylotu mikrokanalu (1mm od jego wylotu) (rys. H.5b i H.6b). Maksymalne różnice sięgają co najwyżej 10%, przy czym położenie obszaru o maksymalnych fluktuacjach nie ulega zauważalnemu przesunięciu.



Rys. H.5. Wyznaczone w symulacji DNS profile prędkości średniej u_x (a) oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{zx} (b), dla geometrii z otwartymi dwoma mikrokanalami (linia czerwona) oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem (linia zielona). Profile wyznaczone dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 3337$, w kanale wylotowym układu w odległości 1mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_3)



Rys. H.6. Wyznaczone w symulacji DNS profile prędkości średniej u_x (a) oraz energii kinetycznej turbulencji tke_{zx} (b), dla geometrii z otwartymi dwoma mikrokanalami (linia czerwona) oraz z otwartym tylko jednym mikrokanalem (linia zielona). Profile wyznaczone dla przepływu z liczbą Reynoldsa $Re = 6770$, w kanale wylotowym układu w odległości 1mm od wylotu mikrokanalu (lokalizacja P_3)

Wraz z oddalaniem się od wylotu mikrokanalu różnice w strukturze przepływu w kanale wylotowym będą oczywiście wzrastać. Nie jest to jednak zaskoczeniem, gdyż wywołany zablokowaniem jednego z mikrokanałów niesymetryczny napływ płynu do kanału wylotowego spowodował ustalenie się nowej, odmiennej struktury przepływu. Jednak, z punktu widzenia niniejszej pracy, nie jest to istotne, gdyż przedmiotem przeprowadzonej analizy było zbadanie przepływu w mikrokanale i jego najbliższym otoczeniu.

16. Podziękowania

Autor pragnie serdecznie podziękować promotorowi, prof. Tomaszowi A. Kowalewskiemu (IPPT PAN), za pomoc udzieloną w trakcie prowadzenia badań zawartych w tej pracy oraz podczas redakcji jej treści.

Część prac zawartych w rozprawie wykonana została w ramach grantów:

- *EMMA – Emulsions with Nanoparticles for New Materials* – projekt finansowany przez Ministerstwo Nauki i Edukacji Austrii, numer grantu: GZ 45.534/1-VI/6a/2003 CONEX;
- *Intensyfikacja procesu mieszania w mikroprzepływach*, grant Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego numer N501008733.

17. Bibliografia

- [1] A. Mazurkiewicz (red.). Nanonauka i nanotechnologia - narodowa strategia dla Polski. *Raport Interdyscyplinarnego Zespołu do Spraw Nanonauki i Nanotechnologii przy Ministerstwie Nauki i Szkolnictwa Wyższego*. Warszawa 2006.
- [2] K.R. King, S. Wang, D. Irimia, A. Jayaramn, M. Toner, M. Yarmush. A high-throughput microfluidic realtime gene expression living cell array. *Lab on Chip*, 7(1). pp. 77-85, 2007.
- [3] D.M. Roberge, B. Zimmermann, F. Rainone, M. Gottsponer, M. Eycholzer, N. Kockmann. Microreactor technology and continuous processes in the fine chemical and pharmaceutical industry: is the revolution underway? *Organic Process Research and Development*, 12(5). pp. 905-910, 2008.
- [4] J.A. Dziuban. Mikroinżynieria krzemu i szkła dla chemicznych i biochemicznych mikrochipów fluidycznych typu MEMS. *I Krajowa Konferencja Nano- i Mikromechaniki*. Krasiczyn, 8-12 lipca, 2008.
- [5] S. Bargiel, J. Dziuban, R. Walczak, P. Knapkiewicz, L. Nieradko, A. Grzegorska, B. Latecki. NIR micro spectrometry of chemically aggressive fluids. *The 11th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences (μTAS 2007)*. Paris, France, 7-11 October, 2007.
- [6] O.A. Scholz, A. Wolff, A. Schumacher, L.I. Giannola, G. Campisi, T. Ciach, T. Velten. Drug delivery from the oral cavity: focus on a novel mechatronic delivery device. *Drug Discovery Today*, 13(5-6). pp. 247-253, 2008.
- [7] N.T. Nguyen, Z. Wu. Micro-mixers – a review. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15(2). pp. 1-16, 2005.
- [8] Y. Liu, M.G. Olsen, R.O. Fox. Turbulence in a microscale planar confined impinging-jets reactor. *Lab on Chip*, 9(8). pp. 1110-1118, 2009.
- [9] H. Herwig. Flow and heat transfer in micro systems: Is everything different or just smaller? *ZAMM - Z. Angew. Math. Mech*, 82(9). 2002.
- [10] J.L. Lumley. Some comments on turbulence. *Physics of Fluids A*, 4(2). pp. 203-211, 1992.
- [11] Strona internetowa:
<http://www.universalleonardo.org/trail.php?trail=346&work=336>.
- [12] R. Temam. Navier-Stokes Equations. *North-Holland, 2nd ed.* 1977.
- [13] D. Ruelle, F. Takens. On the nature of turbulence. *Comm. Math. Phys.*, 20. 1971.
- [14] N. Rott. Note on the history of the Reynolds Number. *Annul Review of Fluid Mechanics*, 22. pp. 1-11, 1990.
- [15] U. Frish. Turbulence – the legacy of A.N. Kolmogorov. *Cambridge University Press*. 1995.
- [16] O. Reynolds. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A*, 186. pp. 123-164, 1895.

- [17] A.N. Kolmogorov. Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. *First published in Russian in Dokl. Akad. Nauk SSSR 32(1), 1941; English translation in Proc. R. Soc. Lond. A, 434(1890).* pp. 15-17, 1991.
- [18] P.M. Korczyk. Drobnoskalowa turbulencja w procesie mieszania chmury z otoczeniem – model laboratoryjny. *Rozprawa doktorska.* Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN, Warszawa 2008.
- [19] T.A. Kowalewski, S. Blonski. Turbulence in micro-channels. *7th Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics.* Krakow, Poland, June 28 - July 03, 2009.
- [20] X.F. Peng, G.P. Peterson. Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels. *J. Exp. Heat Transfer, 7(4).* pp. 249-264, 1995.
- [21] X.F. Peng, G.P. Peterson. Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures. *International Journal of Heat and Mass Transfer, 39(12).* pp. 2599-2608, 1996.
- [22] G.M. Mala, D. Li. Flow characteristics of water in microtubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow, 20(2).* pp. 142-148, 1999.
- [23] P.L. Young, T.P. Brackbill, S.G. Kandlikar. Comparison of roughness parameters for various microchannel surfaces in single-phase flow applications. *Heat Transfer Engineering, 30(1-2).* pp. 78-90, 2009.
- [24] S.G. Kandlikar, D. Schmitt, A.L. Carrano, J.B. Taylor. Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in minichannels. *Physics of Fluids, 17(10).* Article Number 100606, 2005.
- [25] S.G. Kandlikar. Roughness effects at microscale – reassessing Nikuradse’s experiments on liquid flow in rough tubes. *Bull. Pol. Ac.: Tech., 53(4).* pp. 343-349, 2005.
- [26] J.B. Taylor, A.L. Carrano, S.G. Kandlikar. Characterization of the effect of surface roughness and texture on fluid flow - past, present, and future. *International Journal of Thermal Sciences, 45(10).* pp. 962-968, 2006.
- [27] J.G. Santiago, S.T. Wereley, C.D. Meinhart, D.J. Beebe, R.J. Adrian. A particle image velocimetry system for microfluidics. *Experiments in Fluids, 25(4).* pp. 316-319, 1998.
- [28] H. Li, R. Ewoldt, M.G. Olsen. Turbulent and transitional velocity measurements in a rectangular microchannel using microscopic particle image velocimetry. *Experimental Thermal and Fluid Science, 29.* pp. 435-446, 2005.
- [29] H. Li, M.G. Olsen. MicroPIV measurements of turbulent flow in square microchannels with hydraulic diameters from 200 μm to 640 μm . *International Journal of Heat and Fluid Flow, 27.* pp. 123-134, 2006.
- [30] K.V. Sharp, R.J. Adrian. Transition from laminar to turbulent flow in liquid filled microtubes. *Experiments in Fluids, 36(5).* pp. 741-747, 2004.
- [31] G.P. Celata, M. Cumo, S. McPhail, G. Zummo. Characterization of fluid dynamic behaviour and channel wall effects in microtube. *International Journal of Heat and Fluid Flow, 27(1).* pp. 135-143, 2006.
- [32] W. Wibel, P. Ehrhard. Experiments on liquid pressure-drop in rectangular microchannels, subject to non-unity aspect ratio and finite roughness. *Proc. Int. Conf.*

- Nano-, Micro-, Minichannels (ICNMM2006)*, no. 96116. Limerick, Ireland, June 19-21, 2006.
- [33] C. Rands, B.W. Webb, D. Maynes. Characterization of transition to turbulence in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49. pp. 2924–2930, 2006.
- [34] W. Wibel, P. Ehrhard. Experiments on the laminar/turbulent transition of liquid flows in rectangular microchannels. *Heat Transfer Engineering*, 30(1-2). pp. 70-77, 2009.
- [35] H. Szewczyk. Liquid flow in smooth capillary pipes. *Chemical and Process Engineering*, 29(2). pp. 403-424, 2008.
- [36] M. Raffel, C. Willert, J. Kompenhans. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. *Springer-Verlag*. Berlin 1998.
- [37] C. Tropea, A.L. Yarin, J.F. Foss (Eds.). Handbook of experimental fluid mechanics. *Springer-Verlag*. Berlin 2007.
- [38] B.P. Ho, L.G. Leal. Inertial migration of rigid spheres in two-dimensional unidirectional flows. *J. Fluid Mech.*, 65(2). pp.365-400, 1974.
- [39] J.S. Guasto. Micro- and nano-scale colloidal dynamics near surfaces. *PhD thesis*. Microfluidics Laboratory, Division of Engineering, Brown University, Providence, August 2008.
- [40] J. Banaszek, T.A. Kowalewski, P. Furmański, M. Rebow, A. Cybulski, T.S. Wiśniewski. Konwekcja naturalna z przemianą fazową w układach jednoskładnikowych i binarnych. *Prace IPPT 3/2000*. IPPT PAN, Warszawa 2000.
- [41] G. Quenote, J. Pakleza, T.A. Kowalewski. Particle Image Velocimetry with Optical Flow. *Experiments in Fluids*, 25(3). pp. 177-189, 1998.
- [42] M.M. Mielnik, L.R. SaeTRAN. Micro Particle Image Velocimetry - an overview. *Turbulence*, 10. pp. 83-90, 2004.
- [43] S. Błoński, P. Korczyk, T.A. Kowalewski. Eksperymentalna i numeryczna analiza procesu mieszania w mikro-kanale. *I Kongres Mechaniki Polskiej*. Warszawa, 28-31 sierpnia, 2007.
- [44] C.D. Meinhart, S.T. Wereley, M.H.B. Gray. Volume illumination for two-dimensional particle image velocimetry. *Measurement Science & Technology*, 11(6). pp. 809-814, 2000.
- [45] K.S. Breuer (Ed.). Microscale Diagnostic Techniques. *Springer-Verlag*. 2005.
- [46] M. Pluta. Mikroskopia optyczna. *PWN*. Warszawa 1982.
- [47] K. Shinohara, Y. Sugii, A. Aota, A. Hibara, M. Tokeshi, T. Kitamori, K. Okamoto. High-speed micro-PIV measurements of transient flow in microfluidic devices. *Measurement Science & Technology*, 15(10). pp. 1965-1970, 2004.
- [48] S. Blonski, P.M. Korczyk, T.A. Kowalewski. Analysis of turbulence in a micro-channel emulsifier. *International Journal of Thermal Science*, 46(11). pp. 1126-1141, 2007.
- [49] S. Blonski, T.A. Kowalewski. PIV analysis of turbulent flow in a micro-channel. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 45(3). pp. 489-503, 2007.

- [50] J. Westerweel. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, 16(3-4). pp. 236-247, 1994.
- [51] P. Domagalski, M. Dziubinski, S. Blonski, T.A. Kowalewski. Zastosowanie ogniskowania hydrodynamicznego jako modyfikacji techniki micro-PIV. *I Krajowa Konferencja Nano- i Mikromechaniki*. Krasieczyn, 8-12 lipca, 2008.
- [52] T.A. Kowalewski, S. Błoński, P. Korczyk. Eksperymentalna analiza przepływów w skali mikro i nano. *Wybrane zagadnienia przepływu płynów i wymiany ciepła*. Praca zbiorowa pod redakcją W. Suheckiego, pp. 127-149, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 2008.
- [53] Fluent 6. *User's Guide*. Fluent Inc., Lebanon, NH, 2002.
- [54] Department Mosix Cluster, <http://fluid.ippt.gov.pl/mosix/>.
- [55] R. Gryboś. *Podstawy mechaniki płynów*. PWN 1998.
- [56] S.V. Pantakar. Numerical heat transfer and fluid flow. *Hemisphere Publishing Corporation*. Washington 1980.
- [57] J.H. Ferziger, M. Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer. 1999.
- [58] J.W. Elsner. *Turbulencja przepływów*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe. Warszawa 1987.
- [59] D. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries. California 2006.
- [60] G. Brenn (project coordinator). *Emulsions with nanoparticles for new materials*. *Scientific report of EMMA Project*. Graz University of Technology, 2005.
- [61] H. Steiner, R. Teppner, G. Brenn, N. Vankova, S. Tcholakova, N. Denkov. Numerical simulation and experimental study of emulsification in a narrow-gap homogenizer. *Chemical Engineering Science*, 61(17). pp. 5841-5855, 2006.
- [62] Duke Scientific Corporation, strona internetowa: <http://www.dukescientific.com>.
- [63] G.K. Batchelor. Pressure fluctuations in isotropic turbulence. *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 47. pp. 533-559, 1951.
- [64] G.I. Taylor. The formation of emulsion in definable field of flow. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 146(858). pp. 501-505, 1934.
- [65] J.O. Hinze. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process. *AIChE J.*, 1. pp. 289-295, 1955.
- [66] J.T. Davis. Drop size of emulsions related to turbulent energy dissipation rates. *Chemical Engineering Science*, 40. pp. 839-842, 1985.
- [67] P.J. Roache. *Verification and validation in computational science and engineering*. Hermosa Publishers. Albuquerque, NM, 1998.
- [68] Cha'o-Kuang Chen, Ching-Chang Cho. A combined active/passive scheme for enhancing the mixing efficiency of microfluidic devices. *Chemical Engineering Science*, 63(12). pp. 3081-3087, 2008.
- [69] X. Lia, G. van der Steena, G.W.K. van Dedema, L.A.M. van der Wielena, M. van Leeuwena, W.M. van Gulika, J.J. Heijnena, E.E. Krommenhoekb, J.G.E. Gardeniersb, A. van den Bergb

- and M. Ottens. Improving mixing in microbioreactors. *Chemical Engineering Science*, 63(11). pp. 3036-3046, 2008.
- [70] H. Chun, H.C. Kim, T.D. Chung. Ultrafast active mixer using polyelectrolytic ion extractor. *Lab on Chip*, 8(5). pp. 764 - 771, 2008.
- [71] J. Szumbariski. Instability of viscous incompressible flow in a channel with transversely corrugated walls. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 45(3). pp. 659-683, 2007.
- [72] T.A. Kowalewski, J. Szumbariski, S. Blonski. Low-Reynolds-Number instability of the laminar flow between wavy walls. *Proc. of ASME ICNMM2008*. CD-ROM proceedings ISBN 0-7918-3826-9, paper 62070, pp. 1-8, TU Darmstadt, Germany, 2008.
- [73] J. Szumbariski, S. Błoński, T.A. Kowalewski. Symulacje numeryczne destabilizacji przepływu wywołanej pofalowaniem ścianek. *I Kongres Mechaniki Polskiej*. Warszawa, 28-31 sierpnia 2007.
- [74] L.D. Landau, E.M. Lifszyc. Hydrodynamika. *Wydawnictwo Naukowe PWN*. Warszawa 1994.
- [75] A.K. Prasad, R.J. Adrian, C.C. Landreth, P.W. Offutt. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids*, 13(2-3). pp. 105-116, 1992.
- [76] A. Einstein. On the movement of small particles suspended in a stationary liquid demanded by the molecular-kinetic theory of heat. *Theory of the Brownian Movement*. Dover Publications Inc, New York, pp. 1-18, 1905.
- [77] R. Puzyrewski, J. Sawicki. Podstawy mechaniki płynów i hydrauliki. *Wydawnictwo Naukowe PWN*. Warszawa 1998.
- [78] J.O. Hinze. Turbulence. *McGraw-Hill*. New York 1975.
- [79] P. Saarenrinne, M. Piirto. Turbulent kinetic energy dissipation rate estimation from PIV velocity vector fields. *Experiments in Fluids*. [Suppl.] S300-S307, 2000.
- [80] Nieopublikowane informacje uzyskane od J. Szumbariskiego. Warszawa 2008.