

POLITECHNIKA WROCŁAWSKA
INSTYTUT TECHNIKI CIEPLNEJ I MECHANIKI PŁYNÓW

Raport serii **PREPRINTY** nr 24/2001

Analiza przepływów okresowych w kanałach o zmiennym przekroju

Wiesław WĘDRYCHOWICZ

Słowa kluczowe: przepływ nieustalony,
przepływ przez przewężenie,
pole prędkości,
wizualizacja przepływu

Praca doktorska

Promotor: dr hab. inż. Krystyna JEŻOWIECKA-KABSCH, prof. PWr.

WROCŁAW 2001

SPIS TREŚCI

Wykaz ważniejszych oznaczeń.....	3
1. Wprowadzenie	4
2. Stan wiedzy	4
3. Cel, teza oraz metodyka pracy i jej zakres	24
4. Badania doświadczalne	26
4.1. Warunki i zakresy prowadzonych badań i analizowanych zmian przekroju przepływowego	26
4.2. Stanowisko badawcze	28
4.3. Zastosowane metody badań	30
4.3.1. Metoda wizualizacyjna – pęcherzyków wodorowych	30
4.3.2. Metoda z zastosowaniem anemometrii laserowej (LDA).....	34
5. Wyniki badań doświadczalnych i ich analiza	38
5.1. Analiza struktury przepływów w rurze z kryzą na podstawie wizualizacji.....	38
5.1.1. Testowanie metody	38
5.1.2. Kształt strumienia przed kryzą	39
5.1.3. Kształty strugi za kryzą.....	40
5.1.4. Ewolucja w czasie struktury strugi za kryzą.....	61
5.1.5. Oszacowanie zasięgu stref recyrkulacji za kryzą.....	63
5.1.6. Spostrzeżenia wynikające z badań wizualizacyjnych.....	66
5.2. Analiza struktury przepływów w rurze z kryzą na podstawie pomiarów anemometrycznych	68
5.2.1. Ewolucja profilu prędkości uśrednionych	69
5.2.2. Ewolucja prędkości uśrednionych wzdłuż osi	73
5.2.3. Rozkłady intensywności fluktuacji prędkości	76
5.2.4. Wyznaczenie zasięgu stref recyrkulacji.....	78
5.2.5. Spostrzeżenia wynikające z badań anemometrycznych	78
6. Porównanie wyników badań własnych i odniesienie ich do niektórych prac omówionych w przeglądzie literatury	78
7. Podsumowanie spostrzeżeń.....	81
8. Wnioski końcowe.....	82
Literatura.....	83

Wykaz ważniejszych oznaczeń

A	- amplituda
D	- średnica rury
d	- średnica otworu kryzy
f	- częstotliwość wymuszeń
H	- wysokość progu
L	- długość strefy recyrkulacji
l	- odległość
n	- częstotliwość pulsacji
q_v	- strumień objętości
R	- promień rury
r	- promień
t	- czas
U	- prędkość chwilowa
U_0	- prędkość średnia w rurze
$\bar{U}$	- prędkość miejscowa uśredniona
u'	- prędkość miejscowa fluktuacyjna (składowa wzdłużna)
x	- odległość od kryzy
α	- współczynnik Coriolisa
β	- przewężenie kryzy
ε	- intensywność fluktuacji prędkości
ν	- kinematyczny współczynnik lepkości
ρ	- gęstość

Liczby podobieństwa:

Re - liczba Reynoldsa

St - liczba Strouhala

Indeksy dolne:

D - odniesione do średnicy rury

d - odniesione do średnicy otworu kryzy

1. Wprowadzenie

W systemach przepływowych, którymi mogą być układy rurociągów energetycznych doprowadzających płyny do urządzeń, powszechnie występują elementy gwałtownie zmieniające pole przepływu, takie jak rozszerzenia i zwężenia kanałów lub kryzy pomiarowe, czy tylko dławiące. Zwężeniu, a następnie rozszerzeniu strugi przepływającego płynu (cieczy lub gazu), wywołanych lokalną skokową zmianą pola przekroju przewodu, towarzyszy występowanie stref recyrkulacji przed i za przewężeniem, które są głównym źródłem strat energetycznych, a w przypadku zwęzek mierniczych również przyczyną zakłóceń w pomiarze ciśnień. Struktura strugi zwężającej się i rozszerzającej (lub tylko rozszerzającej) może zależeć od charakteru przepływu (wypływu) w przewężeniu kanału. Struktura strugi - nawet laminarnej (o liczbie Reynoldsa mniejszej od Re_{kr}) dopływającej do przewężenia, a następnie rozszerzającej się w przestrzeni – ulega destabilizacji. Wówczas hydrodynamiczne parametry przepływu – jak prędkość, ciśnienie – podlegają fluktuacjom o charakterze losowym. Przeprowadzone badania (zebrane m.in. w [19, 25]) wykazały wpływ zaburzeń hydrodynamicznych prowadzących do zorganizowanego ruchu turbulentnego i wykazały istnienie makrostruktur w tym przepływie. Te struktury są wynikiem naturalnych zaburzeń przepływu i rezultatem oddziaływań zewnętrznych. Częstotliwość ich powstawania zależy zasadniczo od parametrów hydrodynamicznych takich jak rozkład prędkości w przypadku naturalnie powstających struktur, lub od częstotliwości oddziaływań zewnętrznych w przypadku drugim. Rozwój i oddziaływanie periodycznie generowanych izotermicznych strug nieograniczonych na parametry przepływu zostały również zbadane (zestawienie i analiza wyników w [25, 41]). Wykazano, że struktury te wywołują podniesienie stopnia turbulencji (przede wszystkim na granicy strugi) i są odpowiedzialne za intensyfikację procesu mieszania.

Powstaje zatem pytanie: jak kształtują się struktury wielkoskalowe w osiowosymetrycznym przepływie w kanale o zmiennym przekroju (podczas skokowej jego zmiany) i - czy oraz jak - obraz ich i zasięg oddziaływania ulega zmianie pod wpływem okresowego (pulsującego) oddziaływania zewnętrznego?

Z tego też powodu podejmowane są prace, których celem jest poznanie zjawiska przepływu przez przewężenie przewodu, by w przyszłości wykorzystać lub wyeliminować niekorzystne jego oddziaływanie. Rozważania teoretyczne tego zagadnienia bazują przede wszystkim na wynikach obliczeń numerycznych i wskazują na istotny wpływ niestacjonarności (pulsacji) przepływu na strukturę strug przed i za przewężeniem oraz wynikające z tego między innymi zmiany właściwości metrologicznych zwęzek pomiarowych. Z badań tych wynika [16, 77], że w przypadku przepływu pulsującego na błąd pomiaru ma wpływ amplituda, częstotliwość i kształt pulsacji strugi, jak również rodzaj zwężki i sposób pomiaru ciśnienia różnicowego. Wpływ tych parametrów starano się przebadать metodami numerycznymi, jednak badania ograniczono tylko do niektórych częstotliwości i kształtu pulsacji. Wyników, uzyskanych metodami numerycznymi, nie można traktować jako w pełni wiarygodnych ze względu na brak możliwości ich weryfikacji doświadczalnej.

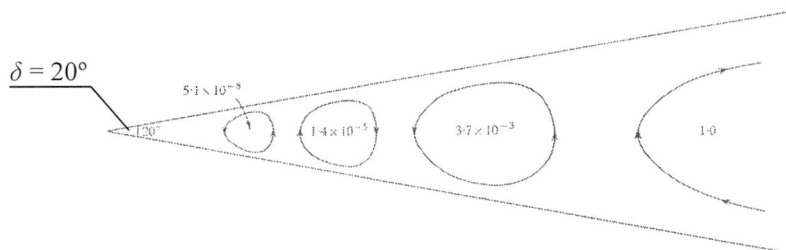
2. Stan wiedzy

Badania przepływów w kanałach o zmiennym przekroju przepływowym, w strukturze których obserwuje się zjawiska przebiegające okresowo, można rozpatrywać zestawiając je w kilku grupach tematycznych.

Pierwsza z nich reprezentuje przepływy ustalone przez kanały płaskie z symetrycznymi lub niesymetrycznymi rozszerzeniami [2, 11, 12, 21, 22, 28, 35, 37, 58, 60, 67, 68, 69, 85, 87]. Jest to zagadnienie dość często badane numerycznie i weryfikowane doświadczalnie ze względu na dogodność opisu przepływu jako płaskiego (dwuwymiarowego). Drugim, dość często rozpatrywanym, zagadnieniem związanym pośrednio z tematyką pracy, jest wpływ osiowosymetrycznych strug swobodnych [9, 15, 16, 19, 26, 70, 71, 72, 77, 89, 93, 94, 101, 104]. Rzadziej rozważane (ze względu na bardziej skomplikowaną naturę przepływu) są ustalone przepływy przez gwałtowne przewężenia i rozszerzenia w przewodach zamkniętych [26, 54, 86, 88, 93, 100]. Niewiele prac dotyczy wpływów i przepływów niustalonych, w tym pulsujących, i to zarówno wpływów swobodnych jak i ograniczonych, a ich wyniki prezentowane są w pracach [18, 41, 72, 75, 77, 82, 102].

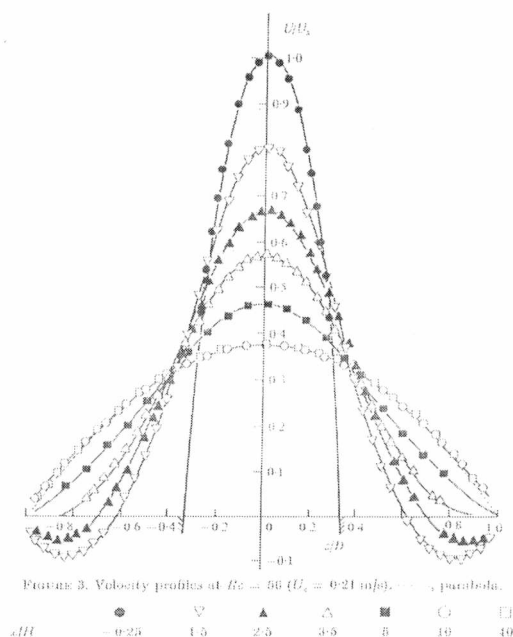
Celem zwrócenia uwagi na pewne problemy i zjawiska występujące w zagadnieniach przepływu przez przewężenie i rozszerzenie kanału, omówione zostaną najistotniejsze pozycje z tych grup tematycznych związane z prezentowaną pracą.

Moffatt [69] analitycznie rozważał przepływ płynu lepkiego w okolicy naroża utworzonego przez strugę i ścianę przewodu. Zbadał przypadki naroży dla różnych kątów i pokazał zależność układu linii prądu od kąta powierzchni ograniczających. Wykazał, że $\delta = 146^\circ$ jest kątem granicznym rozdzielającym dwa rodzaje przepływów, jednego dla $\delta > 146^\circ$, w którym linie prądu są liniami otwartymi wypełniającymi w różnym stopniu naroże i drugiego – dla $\delta < 146^\circ$, w którym linie prądu mają kształty zamkniętych komórek o wielkości zależnej od tego kąta i odległości komórki od naroża (rys. 1). Struktury powstające bliżej naroża są mniejsze, a ich względna intensywność ruchu wirowego jest większa. Kierunki wirowania sąsiadujących ze sobą struktur są przeciwne.

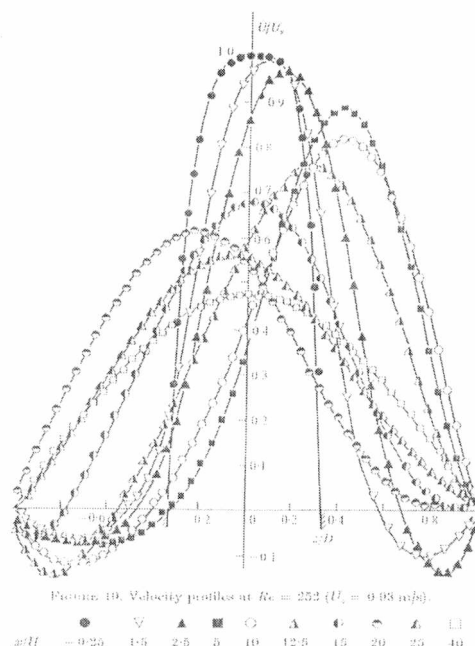


Rys. 1. Przykład komórek powstających w przepływie przy narożu o $\delta = 20^\circ$ według Moffatta [69]

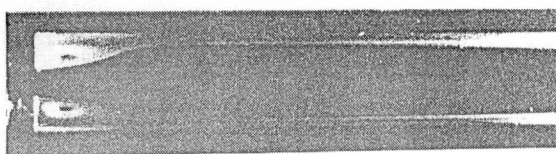
W pracy [21] przedstawiono wyniki analizy płaskiego przepływu przez kanał z gwałtownym symetrycznym rozszerzeniem uzyskane metodą wizualizacji i pomiaru prędkości miejscowej anemometrem laserowym. Badania te przeprowadzono dla wybranych liczb Reynoldsa $Re = 56, 114, 252$ (obliczonych w odniesieniu do szerokości kanału przed rozszerzeniem) i dla nich wyznaczono anemometrem laserowym profile prędkości w odległościach względnych x/H (x – odległość od rozszerzenia, H – wysokość progu) równych $-0,25; 1,5; 2,5; 3,5; 5; 10; 40$ (rys. 2 i 3). Uzyskane dane ilościowe porównano z danymi jakościowymi uzyskanymi w drodze wizualizacji metodą dymową (rys. 4 i 5). W wyniku tych badań Durst określił charakter przepływu za gwałtownym rozszerzeniem oraz zasięgi stref recyrkulacji. Zaobserwował również, że w przepływie z liczbą $Re = 56$ przepływ jest symetryczny względem osi kanału. W przekroju dla $x/H = -0,25$ (w kanale przed gwałtownym rozszerzeniem) profil prędkości był paraboliczny o wyraźnej symetrii, czyli w pełni rozwinięty laminarny. W odległości $x/H = 1,5$ prędkość w osi kanału jest dodatnia, a w pobliżu ścianek przyjmuje wartości ujemne, co sygnalizuje istnienie obszarów z przepływem powrotnym (stref recyrkulacji).



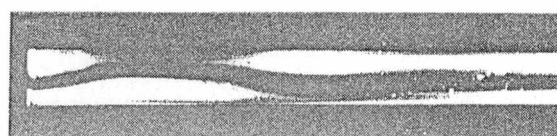
Rys. 2. Profile prędkości dla $Re = 56$
($U_0 = 0,21$ m/s) [21]



Rys. 3. Profile prędkości dla $Re = 252$
($U_0 = 0,93$ m/s) [21]



Rys. 4. Wizualizacja przepływu dla $Re = 56$ [21]



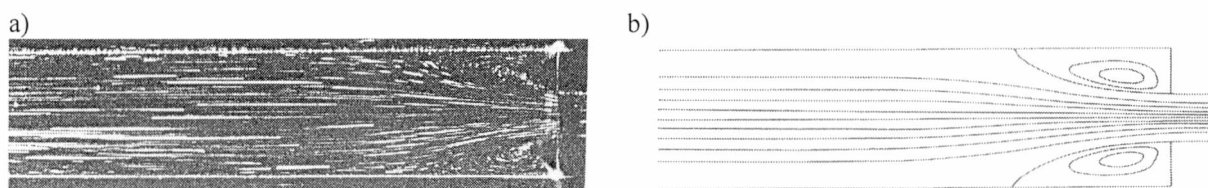
Rys. 5. Wizualizacja przepływu dla $Re = 252$ [21]

W odległości $x/H = 3,5$ zaobserwowano zanik przepływu powrotnego, a w pełni rozwinięty profil paraboliczny ukształtował się na odcinku między $x/H = 10$ a 40 . Dla liczby Reynoldsa 114 nastąpiła utrata symetrii przepływu, dlatego w odległościach względnych x/H ujemne wartości prędkości występują po różnych stronach kanału. Również zasięg stref recyrkulacji znacznie się wydłużył i zanikają one dopiero na odcinku $x/H = 10$ do 25 . W odległości $x/H = 45$ profil prędkości jest już paraboliczny i symetryczny. Dla przepływu o $Re = 252$ zaobserwowano, podobnie jak dla $Re = 114$, wyraźną asymetrię przepływu i stref recyrkulacji. Tutaj symetryzacja przepływu i stref recyrkulacji następuje dopiero w odległości $x/H = 40$. Porównanie wyników ilościowych z jakościowymi skłoniło autorów pracy [21] do wyciągnięcia wniosków, że dla liczby $Re = 56$ przepływ można dobrze przybliżać przepływem dwuwymiarowym. Wniosek ten wyciągnięto na podstawie wizualizacji przepływu, podczas której zaobserwowano występowanie wyraźnej granicy rozdziału obszarów strugi i stref recyrkulacji. Dla liczb $Re = 114$ i 252 takiej wyraźnej granicy nie zaobserwowano (gdyż istniała wymiana masy – znacznika dymowego – pomiędzy tymi obszarami). Stwierdzono zatem, że powyżej $Re = 114$ przepływ jest trójwymiarowy.

W pracy [11] przedstawiono wyniki przeprowadzonych badań weryfikacyjnych i rozszerzających tematykę podjętą w pracy [21]. Autorzy rozszerzyli zakres liczby Reynoldsa o wartości $Re = 287$ i 615 i skupili uwagę na sposobie formowania się przepływu niesymetrycznego podczas przepływu o wyższych liczbach Reynoldsa. Zauważono, że dla liczby $Re = 287$ rozkład prędkości powrócił do symetrycznego już w odległości względnej $x/H = 16$, a dla $Re = 615$ w odległości $x/H = 16$ był nadal mocno niesymetryczny i w obszarze

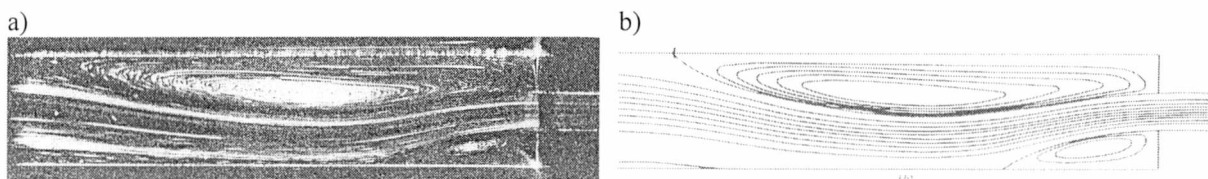
obserwacji nie odzyskał symetrii. Autorzy zastosowali metodę wizualizacji, polegającą na fotografowaniu znacznika dymowego przy użyciu stroboskopu. Dzięki tej metodzie stwierdzili, że podczas przepływu scharakteryzowanego małą liczbą Reynoldsa, również formują się struktury wirowe przy spływie z ostrej krawędzi przewężenia, lecz natychmiast są wytłumione i przepływ przechodzi w laminarny. Zauważono silną zależność wielkości powstających struktur od wymiarów kanału i prędkości płynu.

W pracy [28] metodą numeryczną wyznaczono profile prędkości w kanale z gwałtownym symetrycznym rozszerzeniem. Uzyskane wyniki pozwoliły stwierdzić, podobnie jak w pracach [11 i 21], że dla niskich liczb Reynoldsa (poniżej $Re = 45$) przepływ za przewężeniem jest symetryczny (rys. 6), a profile prędkości paraboliczne.



Rys. 6. Obraz symetrycznego przepływu o $Re = 45$ za gwałtownym rozszerzeniem;
a – obraz otrzymany na drodze wizualizacji, b – schemat linii prądu [28]

W przepływie o $Re = 47,3$ zauważono utratę jego symetrii, wynikającą ze zwiększenia długości jednej ze stref recyrkulacji, podczas gdy zasięg drugiej strefy pozostał niezmieniony (rys. 7).



Rys. 7. Obraz niesymetrycznego przepływu o $Re = 47,3$ za gwałtownym rozszerzeniem;
a – obraz otrzymany na drodze wizualizacji, b – schemat linii prądu [28]

Uzyskane profile prędkości dla tej liczby Reynoldsa były wyraźnie niesymetryczne. Wzrost liczby Reynoldsa do 125, spowodował w dalszej części odpływu (rys. 8), powstanie drugiej strefy recyrkulacji po tej stronie kanału, po której pierwsza strefa recyrkulacji nie uległa wydłużeniu.

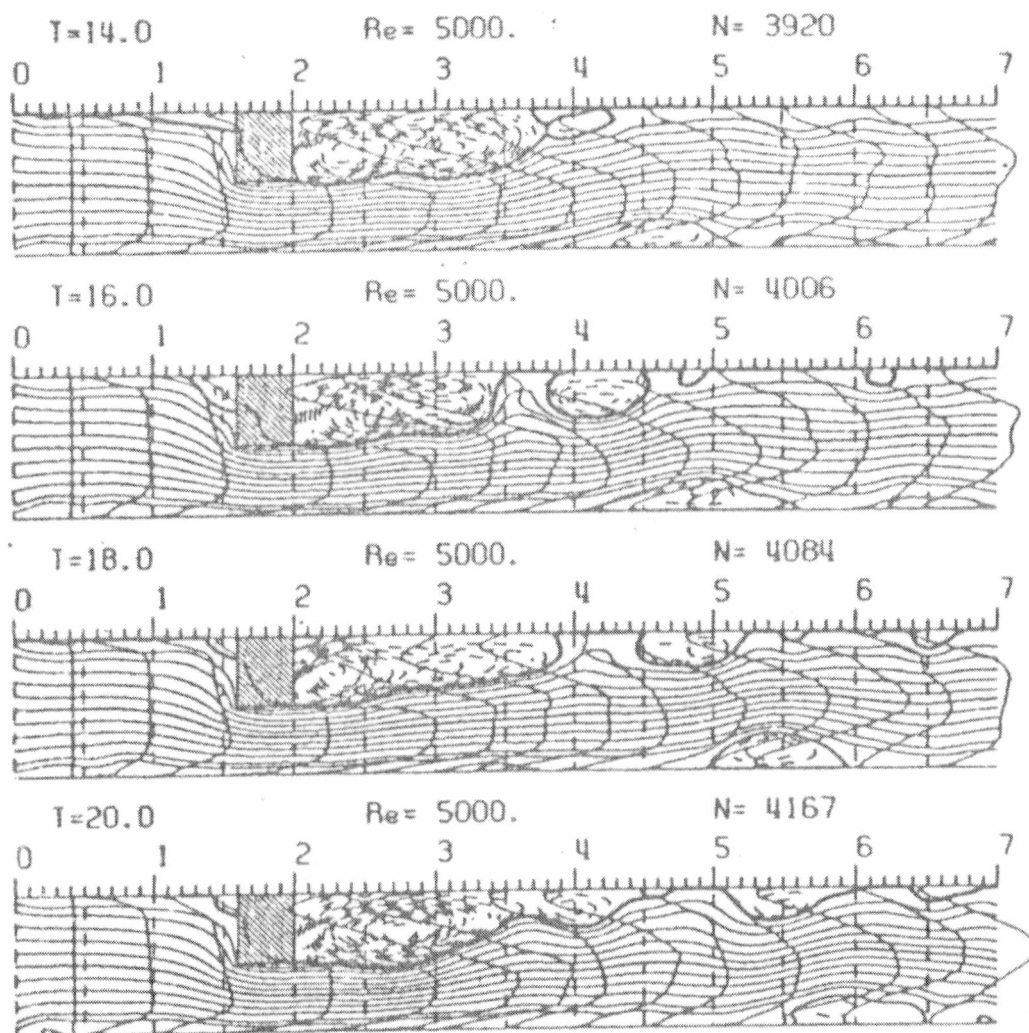


Rys. 8. Schemat linii prądu niesymetrycznego przepływu o $Re = 125$ za gwałtownym rozszerzeniem [28]

W pracy [85] przestudiowano doświadczalnie i numerycznie zagadnienie przepływu z niskimi liczbami Reynoldsa przez kanał z symetrycznym rozszerzeniem. Zaobserwowano, podobnie jak poprzednio [11, 21, 28], że dla niskich liczb Reynoldsa struktury są symetryczne względem osi symetrii kanału, a w obszarach przepływu recyrkulacyjnego po obu stronach osi symetrii kanału są identyczne. Gdy liczba Reynoldsa wzrasta, obraz przepływu staje się niesymetryczny i obszar recyrkulacji po jednej stronie kanału jest dłuższy niż po drugiej. To zjawisko wyjaśniono wzrostem prędkości przy jednej ze ścianek, co powoduje spadek ciśnienia w tym przekroju poprzecznym, przez co utrzymywana jest asymetria obrazu przepływu. Z drugiej strony wewnątrz obszaru recyrkulacji wzrost prędkości prowadzi do wzrostu siły odśrodkowej, która zwykle utrzymuje symetrię obrazu przepływu. Przy użyciu

algorytmu Newton-Raphson'a zbadano przepływy ustalone w kanałach o różnym współczynniku rozszerzenia (1:2 i 1:3) oraz zmiennym kącie rozszerzenia w zakresie od 10° do 90° . Wstępne obliczenia przeprowadzano na jednolitej siatce, a następnie w obszarach o dużych gradientach stosowano siatki o mniejszym kroku.

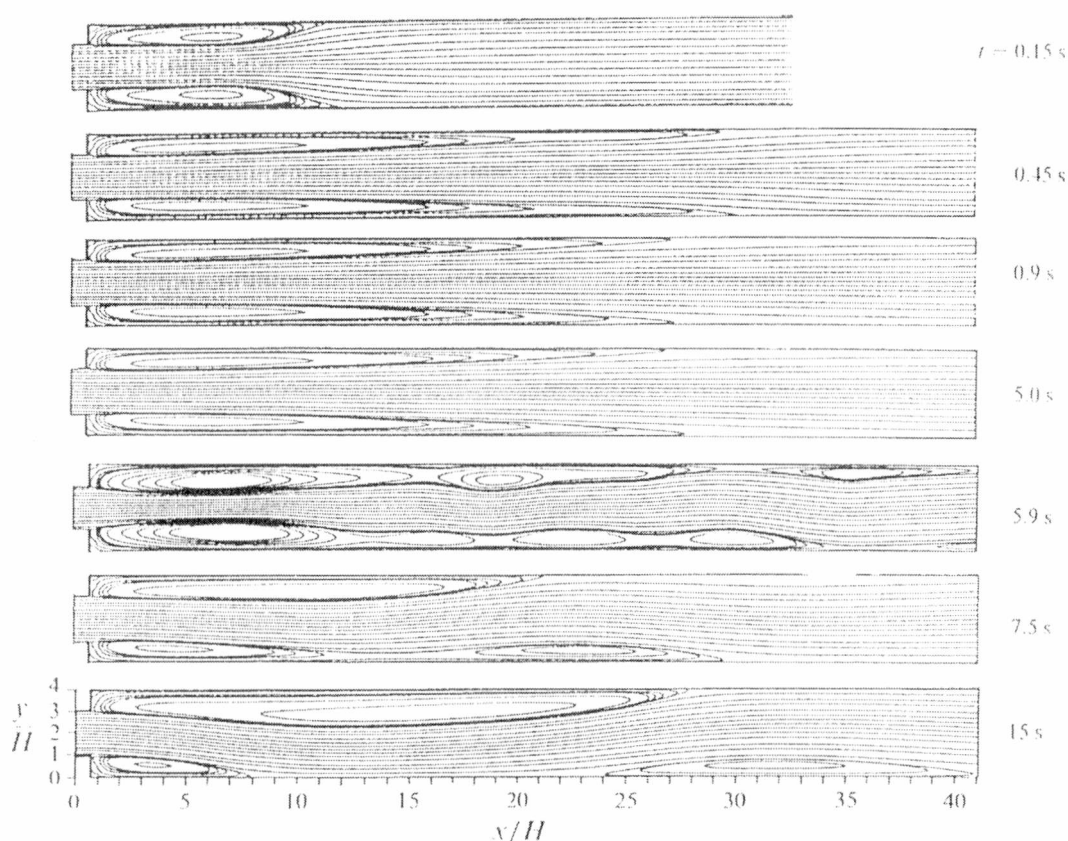
W pracy [58], przedstawiono wyniki badań numerycznych dotyczących przepływu dwuwymiarowego przez kanał z jednostronnym skokowym przewężeniem kanału – występem (rys. 9).



Rys. 9. Optyw prostokątnego występu w kanale. Chwilowe linie prądu wraz z profilami prędkości $Re = 5000$ [58]

Obliczenia numeryczne prowadzone były metodą dyskretnych wirów dla liczb Reynoldsa od $Re = 50$ do 5000. Autor dzieli przepływy w kanale na laminarne $Re < 225$ oraz przejściowe i turbulentne $Re > 225$. Zauważa, że przepływ laminarny jest stabilny i stacjonarny, posiada strefę recyrkulacji o kształcie eliptycznym, której długość rośnie prawie liniowo wraz z liczbą Reynoldsa. Dla $Re > 225$ przepływ staje się niestabilny, a strefa recyrkulacji dzieli się na oddzielne obszary. Jest ona unoszona wraz z przepływem i ulega szybkiej dyssypacji, po czym odbudowuje swoją strukturę, a cały proces zaczyna się od początku. Wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa strefa recyrkulacji ulega skróceniu. Autor zwraca uwagę na przeciwny kierunek cyrkulacji w strefach recyrkulacji po przeciwnych stronach kanału.

W pracy [22] przedstawiono wyniki pomiarów prędkości oraz symulacji numerycznych przepływu przez płaski kanał z symetrycznym gwałtownym rozszerzeniem. Pomiary prędkości wykonano jednokanałowym anemometrem laserowym dla liczb Reynoldsa 70, 300 i 610. Obliczenia numeryczne przeprowadzono metodą elementów skończonych. W pracy pokazano wpływ liczby Reynoldsa na obraz linii prądu. Wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa 100 – 175 stwierdzono asymetrię linii prądu po obu stronach kanału i wynikające z niej różne długości stref recyrkulacji. Powyżej liczby $Re = 175$, krótszy obszar nie zmienia znacząco swojej długości, podczas gdy dłuższy rośnie prawie liniowo wraz ze wzrostem z liczby Reynoldsa (rys. 10).

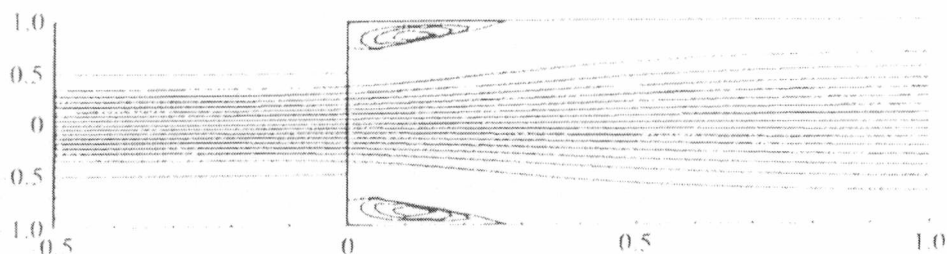


Rys. 10. Obliczone chwilowe linie prądu dla $Re = 610$ [22]

Powyżej $Re = 400$ pojawia się trzeci obszar recyrkulacji po stronie krótszego jej obszaru, który zwiększa swoją długość wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa. Wyniki porównano z wcześniejszymi badaniami [11, 28] i stwierdzono dobrą ich zgodność.

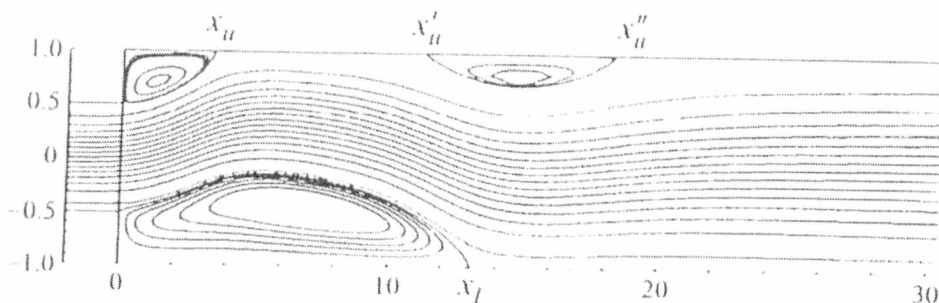
W pracy [2] przeprowadzono rozważania analityczne i numeryczne dotyczące wpływu zmiany parametrów związanych z układem przepływowym, jak i samym przepływem, w kanale z gwałtownym rozszerzeniem, na zachowanie się zawirowań powstających w narożu rozszerzenia, nazwanych w pracy jako zawirowania Moffatta [69]. W rozważaniach założono, że przepływ jest płaski, a jako zmienne przyjęto stosunek średnic rozszerzenia oraz jego asymetryczność, jak też i długości odcinków dopływowych i odpływowych. W rezultacie przeprowadzonych badań autorzy wykazali, że długość odcinka dopływowego bezpośrednio wpływa na kształt profilu prędkości i poziom turbulencji strugi dopływającej, a przez to na warunki początkowo-brzegowe obliczeń numerycznych. Stwierdzono, że długość odcinka odpływowego równa $40 D$ jest wystarczająca, by dla zastosowanej siatki obliczeniowej relatywny błąd obliczeń utrzymać poniżej 0,2%. Zauważono, że niesymetryczne rozszerzenie

kanalu sprzyja powstawaniu asymetrycznych (względem osi przewodu) struktur wirowych. Szerzej rozpatrzono przypadek rozszerzenia symetrycznego i wpływu liczby Reynoldsa na powstające struktury. Liczbę tę zmieniano w zakresie od $Re = 0$ (przybliżając przepływem pełzającym) do coraz większych wartości. W wyniku otrzymano dwie wartości liczby Reynoldsa, przy których zachodzą istotne zmiany charakteru przepływu. Poniżej liczby $Re = 218$ obraz zawirowań za rozszerzeniem był symetryczny względem osi przewodu tzn. powstawały zawirowania podobne po obu stronach rozszerzenia i w tych samych chwilach. Ten układ wykazywał dużą stabilność (rys. 11).



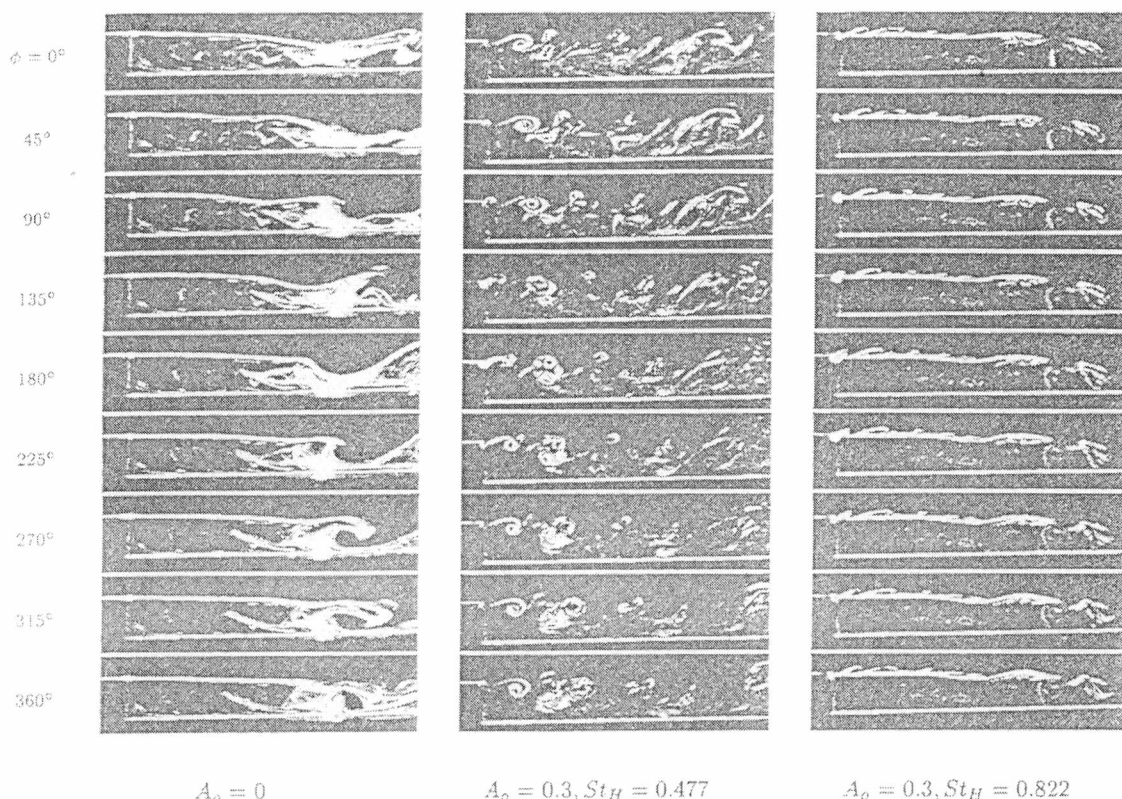
Rys. 11. Zawirowania Moffatta w narożach gwałtownego rozszerzenia dla $Re = 218$ [2]

W pobliżu liczby $Re = 218$ i powyżej niej – nastąpiło nieznaczne przesunięcie struktur względem siebie, polegające na nieco innej odległości tych struktur od krawędzi rozszerzenia. Uzyskaną wartość liczby Re , porównano z wynikami doświadczalnymi Shapiera (1990) i Teschauera (1994) i stwierdzono ich dobrą zgodność. Określono również drugą liczbę Reynoldsa – $Re = 542$, powyżej której zaobserwowano powstawanie struktur bardzo niestabilnych oraz okresowo symetrycznych i niesymetrycznych (rys. 12).



Rys. 12. Asymetryczne rozwiązanie dla $Re = 550$ [2]

Chun i Sung w pracy [12] przedstawili badania wizualizacyjne płaskiego przepływu w kanale z gwałtownym jednostronnym rozszerzeniem (rys. 13). Celem badań było poznanie mechanizmu powstawania wieloskalowych struktur wirowych na granicy rozdziału obszarów rdzenia strugi i strefy recyrkulacji. W tym celu w ostrej krawędzi progu wykonano szczelinę, przez którą włączano pulsacyjnie znacznik. Zmieniając sinusoidalne oscylacje strugi znacznika (wypływającej w pobliżu granicy rozdziału obszarów) obserwowano długości strefy recyrkulacji i intensywność wzrostu warstwy ścinania oraz mechanizm zwijania dużych wirów na granicy rozdziału. Wprowadzenie lokalnego wymuszenia spowodowało znaczną zmianę długości strefy recyrkulacji. Zauważono, że jej długość zależy zasadniczo od częstotliwości pulsacji, a w mniejszym stopniu do amplitudy (maleje wraz ze wzrostem amplitudy), ale jest to zależność słaba. Wyraźną zależność obserwuje się podczas zmiany częstotliwości wymuszenia w zakresie $0,3 \leq St_H \leq 1,0$. Autorzy odnotowali spadek, w porównaniu z przepływem bez wymuszeń, długości strefy recyrkulacji do pewnego minimum, a następnie wzrost, aż do wartości przekraczającej długość dla przepływu bez wy-

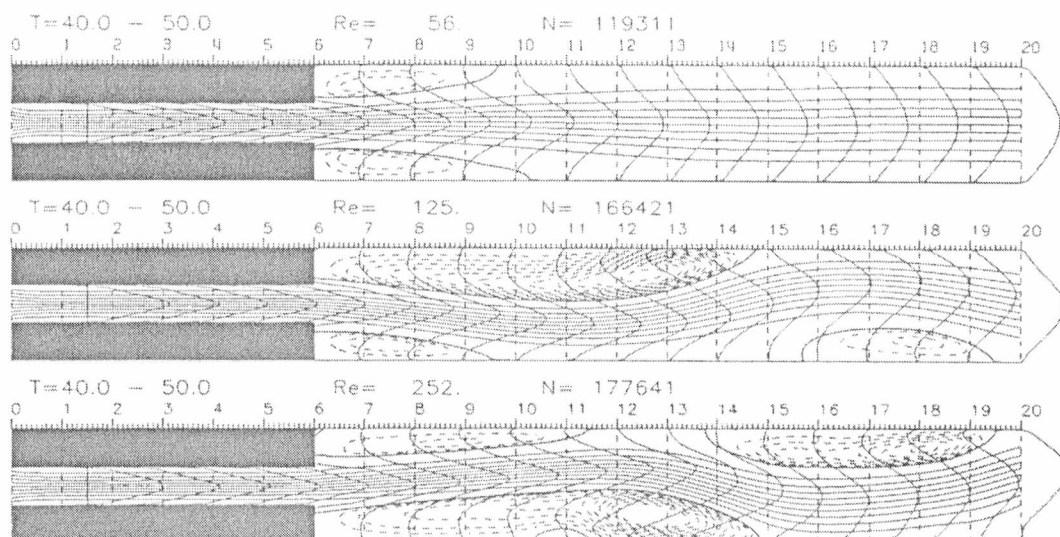


Rys. 13. Ewolucja wielkoskalowych wirów $Re_H = 1200$ [12]

muszenia. Do scharakteryzowania częstotliwości pulsacji posłużono się bezwymiarową liczbą Strouhala zdefiniowaną jako $St = (n \cdot H)/U$, gdzie: n – częstotliwość wymuszeń, H – wysokość prog, U – prędkość płynu. Badania przeprowadzono dla kilku liczb Reynoldsa. Przy liczbie $Re = 33000$ i amplitudzie $A = 0,07$ zaobserwowano minimum długości strefy recyrkulacji dla $St = 0,27$, a dla amplitudy wymuszenia $A = 0,03$ zaobserwowano dwa minima przy $St = 0,27$ i $St = 0,40$. Występowanie minimum przy $St = 0,27$ autorzy wyjaśniają utratą stabilności w rozdzielonych powierzchniach ścinania i kojarzą to z pędem wymiany indukcji przez modulację rozdzielonych warstw ścinania. Dla większej wartości liczby Strouhala ($St = 0,40$) dominującym mechanizmem jest formowanie i ścinanie warstwy rozdzielającej kosztem energii turbulencji wywołane lokalnym wymuszeniem. W wyniku badań zauważono, że nałożenie na przepływ turbulentny lokalnego wymuszenia miało wpływ na obraz powierzchni rozdziału na odpływie. Połączenie napływających zawirowań z wymuszonymi zwiększyło poziom turbulencji. W badaniach zapoczątkowanie nawijania się wirów było ograniczone do powstawania dwóch wirów o przeciwnych rotacjach. Górny wir łączył się z poprzednim dolnym w chwili, gdy nowy dolny unosił się z przepływem.

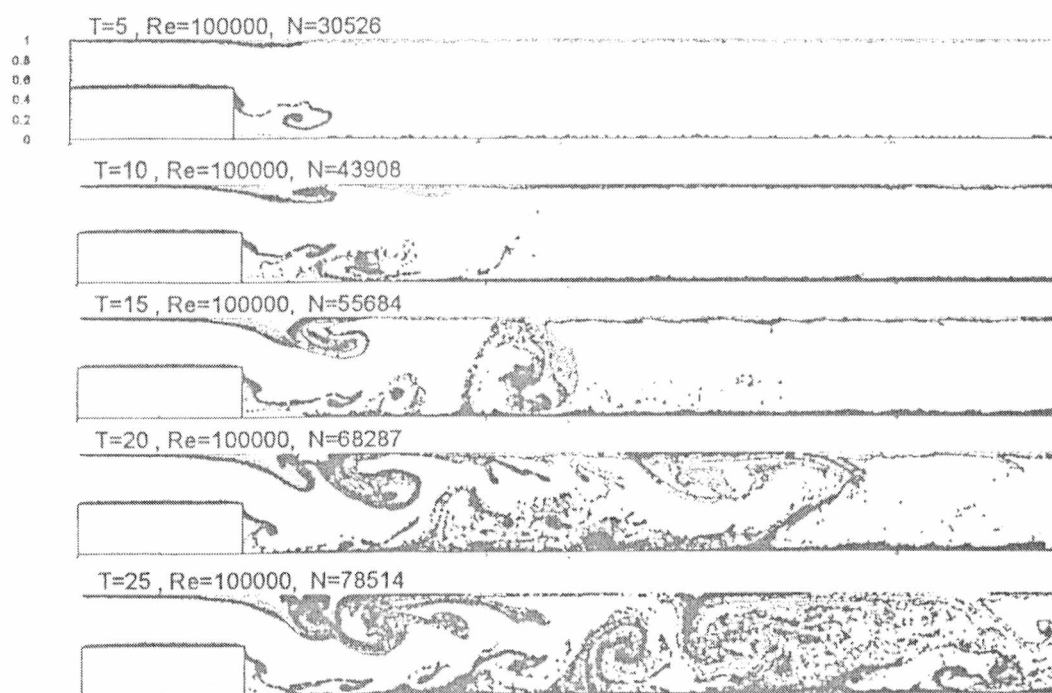
Takie połączenia zwijających się wirów zwiększają przepływ mieszający, co może spowodować skrócenie długości strefy recyrkulacji.

W pracy [60] przedstawiono numeryczną symulację przepływu płaskiego przez kanał z gwałtownym symetrycznym rozszerzeniem. Celem tej pracy było wykazanie możliwości zastosowania metody kropel wirowych (VIC – Vortex In Cell) do symulacji przepływów w całym zakresie liczb Reynoldsa. Przeprowadzono badanie dla znanych z literatury warunków i potwierdzono istnienie trzech charakterystycznych liczb Reynoldsa (56; 125; 252) dla których przepływ w kanale z gwałtownym rozszerzeniem zmienia swój charakter (rys. 14).



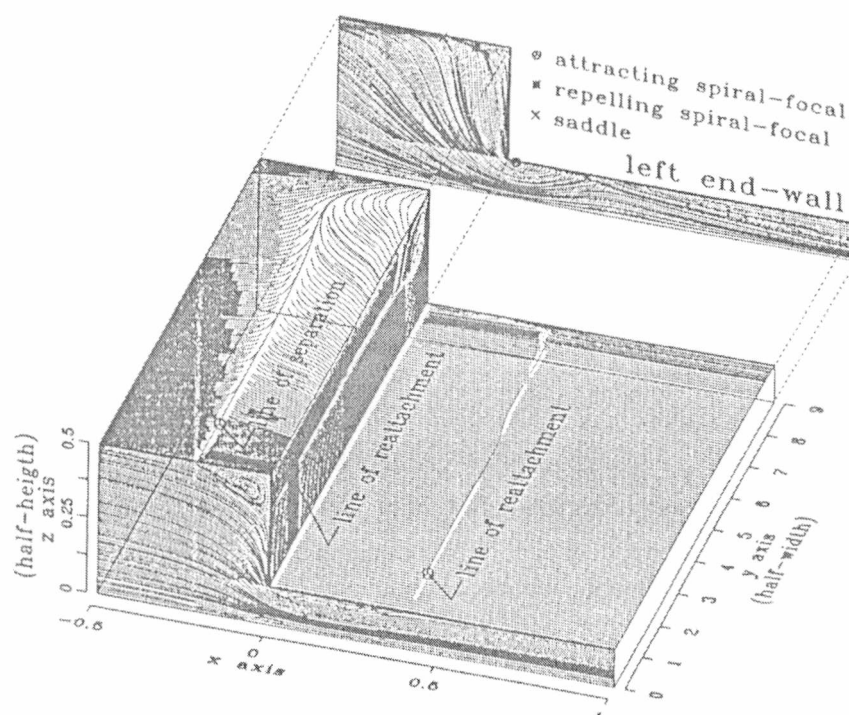
Rys. 14. Uśrednione linie prądu z profilami prędkości dla $Re = 56$, $Re = 125$ i $Re = 252$ [60]

Uzyskane wyniki porównano z wcześniejszymi wynikami innych autorów (m.in. [11, 21]) uzyskując dobrą ich zgodność. Następnie przeprowadzono obliczenia dla liczby Reynoldsa $Re = 1000$ i dla dużej – $Re = 10^5$. W wyniku przeprowadzonych badań numerycznych zauważono, że wirowość wektora pola ma skłonność do tworzenia włókna. Włókna wirowości są uważane za podstawowe struktury dwuwymiarowej turbulencji. Pokazano, jak włókna wirowe towarzyszą dużym koherentnym wirom stabilizując je. Te duże struktury wirowe są zbudowane z wirowych cząsteczek obu znaków, dodatnich i ujemnych. Zauważono, że cząsteczki tych samych znaków ulegają łączeniu i wirowość przeciwnych znaków tworzy strukturę dipolową. Stwierdzono, że metoda kropel wirowych umożliwia wizualizację numeryczną przepływu płaskiego (rys. 15), która może być weryfikowana wynikami wizualizacji fizycznej.



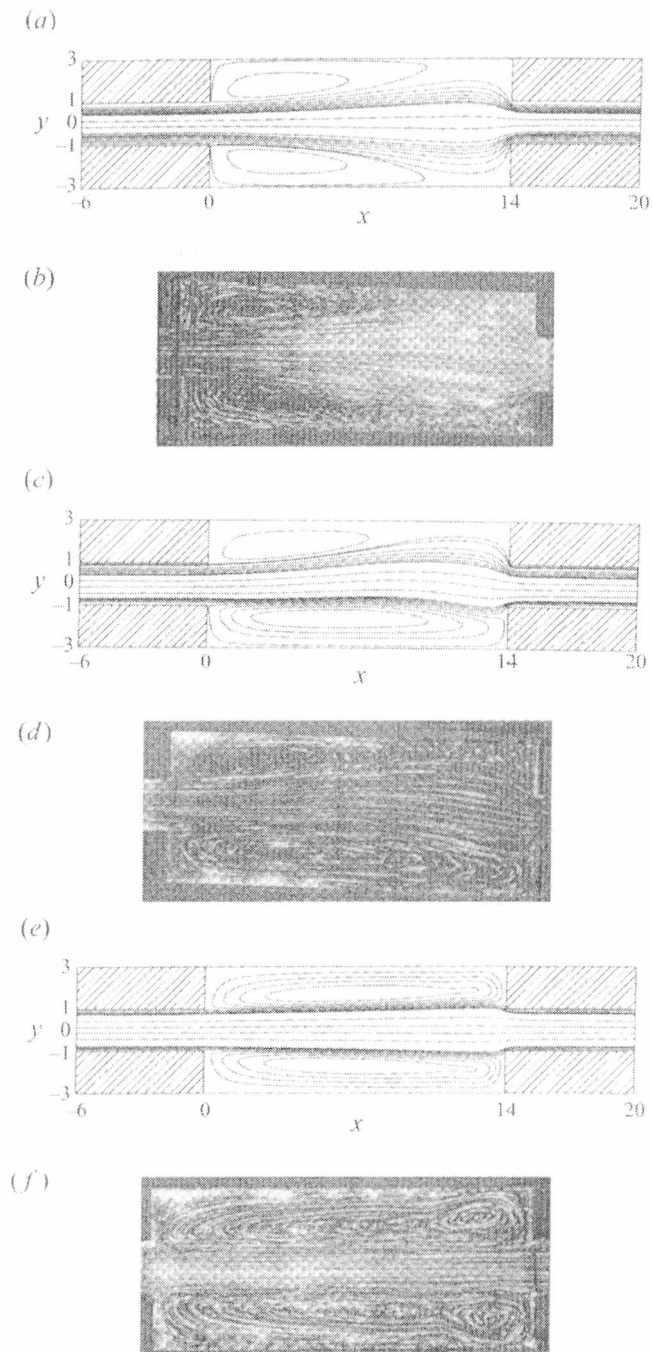
Rys. 15. Sekwencja położenia cząsteczek wirowych w kanale z rozszerzeniem dla $Re = 10^5$ [60]

W pracy [87] przeanalizowano wyniki badań numerycznych dotyczących przepływu przez kanał z gwałtownym przewężeniem. Badanie prowadzono dla dwóch liczb Reynoldsa (426, 1150) i dla dwóch współczynników przewężenia (2, 4). Wyniki symulacji porównano z wynikami uzyskanymi przez Dursta w 1987 r. Typową cechą tych przepływów jest tendencja do formowania linii oderwania na dopływie do przewężenia po stronie progów (rys. 16) i linii ponownego przylegania do powierzchni występu i do górnej powierzchni kanału na odpływie. Inną cechą, na którą warto zwrócić uwagę, jest obszar o silnym trójwymiarowym przepływie znajdujący się na ogół tuż obok pionowych zakończeń ścian.

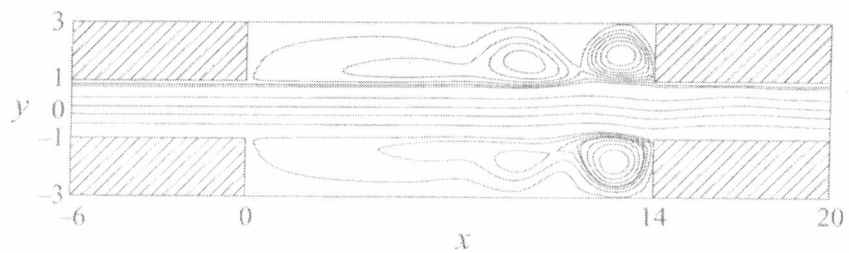


Rys. 16. Ograniczone linie prądu i linie oderwania i ponownego przylgnięcia dla $Re = 1150$ [87]

W pracy [68] przedstawiono wyniki badań numerycznych przepływu płaskiego przez kanał z odcinkiem o zwiększonej szerokości. Obliczenia wykonano trzema metodami numerycznymi, a wyniki obliczeniowe potwierdzono wizualizacją. Stwierdzono, że dla niskich liczb Reynoldsa przepływ jest równomierny i symetryczny, a pozostaje równomierny, ale niesymetryczny dla liczby $Re = 47,7$. Natomiast dla $Re = 65,2$ odzyskuje ponownie symetrię, a dla $Re = 843$ symetria przepływu jest oscylująca. Porównanie obliczeń z wizualizacją dla liczb $Re = 40, 56, 100$ pokazano na rysunku 17a-f, gdzie na obrazach 17a, 17c, 17e przedstawiono obliczone linie prądu, a na 17b, 17d, 17f – wyniki wizualizacji. Stwierdzono, że przepływ o $Re = 40$ jest równomierny i symetryczny z dwoma strefami recyrkulacji o równych długościach w obszarze gwałtownego rozszerzenia (rys. 17a i 17b). Dla liczby Reynoldsa $Re = 56$ przepływ staje się niesymetryczny (rys. 17c, 17d) wygięty w stronę jednej ze ścian, przy czym nie obserwuje się dominującego kierunku wygięcia struktur. Dla $Re = 100$ przepływ stabilizuje się, a symetryczne strefy recyrkulacji zajmują całą długość rozszerzenia (rys. 17e, 17f). Stwierdzono, że dla $Re = 900$ przepływ jest periodyczny w czasie (rys. 18), a wiry generowane przy gwałtownym przewężeniu przesuwają się okresowo w górę lub dół przepływu.

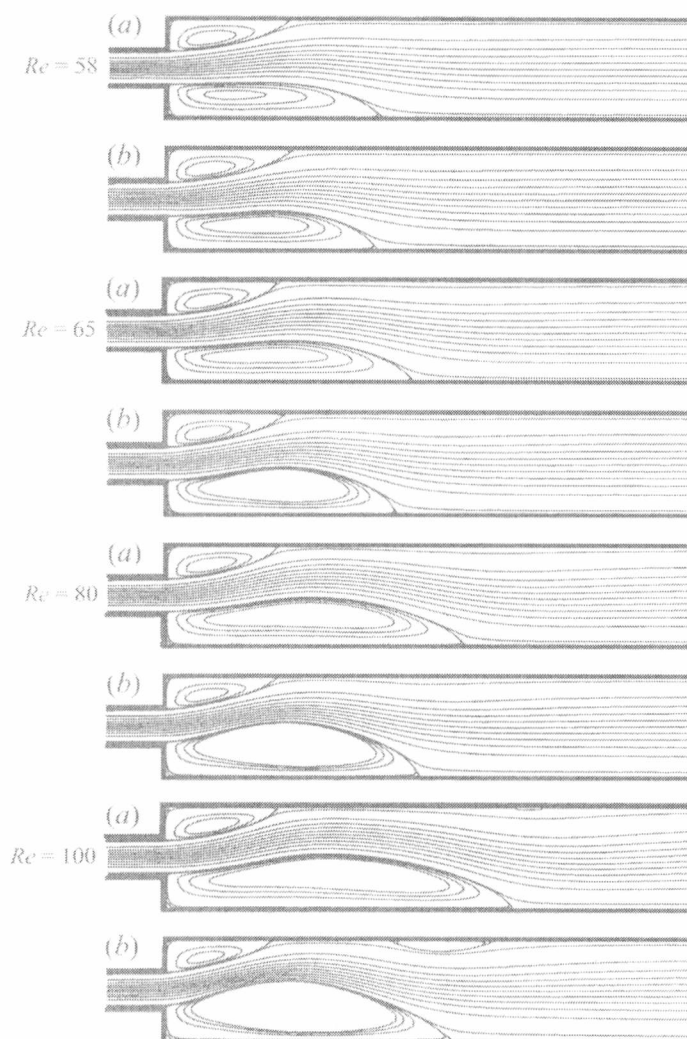


Rys. 17. Przykłady przepływów. (a), (b) - dla $Re = 40$; (c), (d) - dla $Re = 58$; (e), (f) - dla $Re = 100$.
(a), (c), (e) - obliczenia numeryczne; (b), (d), (f) - wizualizacja [68]



Rys. 18. Obliczone numerycznie linie prądu w przepływie z $Re = 900$ [68]

W pracy [37] przedstawiono wyniki badań numerycznych przeprowadzonych dla dwuwymiarowego, nieściśliwego przepływu laminarnego w kanale z symetrycznym gwałtownym rozszerzeniem. Do obliczeń przyjęto liczby Reynoldsa zbliżone do liczb krytycznych (podobnych jak w pracy [68]) $Re = 40, 58, 65, 80, 100$. Porównano wyniki uzyskane z symulacji numerycznej z rozwiązaniami asymptotycznymi (uzyskanymi na podstawie rozwinięcia w szereg) (rys. 19).



Rys. 19. Porównanie wyznaczonych linii prądu z (a) - symulacji numerycznej i (b) rozwiązania asymptotycznego dla $Re = 58, 65, 80$ i 100 w kanale o stosunku szerokości $H/h = 3$ [37]

Stwierdzono, że przepływ symetryczny może być całkowicie stabilny (dla wszelkiego rodzaju wielkości początkowych zaburzeń), gdy $Re < Re_{kr}$ (Re_{kr} - krytyczna liczba Reynoldsa) lub niestabilny, gdy $Re > Re_{kr}$. Niestabilność powyżej Re_{kr} sprawia, że przepływ może być symetryczny lub niesymetryczny, a to, jaki ma charakter zależy od jego historii. Przepływ, który mógł być całkowicie symetryczny dla $Re > Re_{kr}$, przy wzroście liczby Reynoldsa traci swoją cechę stabilności, gdy Re zbliża się do Re_{kr} . Asymptotyczna analiza i numeryczne symulacje stanowią interesujący fizyczny obraz dynamicznych zaburzeń w laminarnym przepływie z rozszerzeniem przewodu. Gdy liczba Reynoldsa jest wystarczająco niska przepływ nie może podtrzymywać żadnych zaburzeń i każde wprowadzone zaburzenie wytłumiane jest przez siły lepkościowe. Gdy liczba Reynoldsa rośnie rozproszenie lepkościowe jest zredukowane i symetryczny przepływ staje się mniej stabilny. Stwierdzono

również, że istnieją krytyczne poziomy liczby Reynoldsa, w których występuje krytyczna równowaga pomiędzy zaburzeniami niesymetrycznymi niesionymi przez dopływającą strugę, a połączonymi stabilizującymi efektami dyssypacji lepkościowej i wynoszenia zaburzeń przez przepływ główny.

Z drugiej obszernej grupy tematycznej dotyczącej wpływów z różnych typów dysz do przestrzeni nieograniczonej należy zwrócić uwagę na te pozycje, które choć pośrednio związane są z badaniami prowadzonymi w niniejszej pracy, pozwolą wyjaśnić niektóre występujące w nich zjawiska.

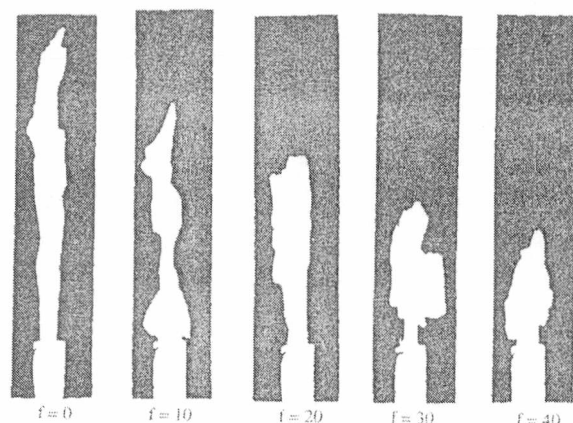
W pracy [9] przedstawiono wyniki badań nad osiowosymetryczną swobodną strugą turbulentną w obszarze za wylotem z dyszy. Zauważono, że w obszarze wypływu, struga miała cechy charakterystyczne dla w pełni rozwiniętego przepływu turbulentnego w rurze. Metodą anemometryczną wyznaczono profile prędkości w różnych odległościach od wylotu rury. Otrzymane profile prędkości porównano z profilami uzyskanymi przez Heinza (1975) i innych. Zauważono, że poprzeczna składowa intensywności turbulencji jest zbliżona do wzdłużnej. W odległościach od wylotu z dyszy od $4d$ do $9d$ obserwuje się gwałtowny wzrost intensywności turbulencji wywołany rozszerzeniem strefy mieszania na cały przekrój poprzeczny strugi, który w dalszej odległości nadal powoli rośnie. Stwierdzono, że początkowo niska intensywność turbulencji intensyfikuje się w obszarze największego gradientu prędkości, a następnie już o wysokiej intensywności wypełnia cały przekrój strugi.

W pracy [71] przedstawiono rozkłady prędkości w strudze swobodnej o niskiej turbulencji wypływającej z krótkiej dyszy do obszaru płynu nieruchomego o dużej objętości. Początkowo równomierna prędkość w wylotowym przekroju poprzecznym strugi w dalszych odległościach przyjmuje profil opisany krzywą Gaussa. Wokół obszaru rdzenia potencjalnego strugi (zdefiniowanego jako obszar o prędkości płynu nie mniejszej niż $0,98$ prędkości początkowej) poszerza się obszar mieszania o dużej intensywności turbulencji, który stopniowo zajmuje cały przekrój strugi. Od profilu prędkości i stopnia turbulencji strugi u wylotu z dyszy zależy długość rdzenia potencjalnego strugi. Graficznie przeanalizowano wpływ początkowej turbulencji strugi (jej składowej wzdłużnej) na długość rdzenia i stwierdzono, że przy stopniu turbulencji wzdłużnej ponad 20% rdzeń strugi praktycznie przestaje istnieć.

Praca [94] zawiera wyniki badań dwóch strug swobodnych osiowosymetrycznych i wzajemnie koncentrycznych. Celem pracy było doświadczalne wyznaczenie kształtu i zasięgu stref mieszania w dyszy palnika. Narzędziem wykorzystanym do badań był anemometr laserowy, który umożliwił wyznaczenie rozkładu energii kinetycznej turbulencji badanych strug. Zauważono, że fluktuacje prędkości rosną monotonicznie wzdłuż potencjalnego rdzenia, aż do miejsca gdzie aktywność wielkoskalowych struktur wirowych osiąga maksimum i następuje zanik rdzenia potencjalnego w odległości około $4 D$.

W pracy [41] przedstawiono wyniki badań nad intensyfikacją ekspansji płaskich strug swobodnych i pobudzanych periodycznie. Stwierdzono, że zewnętrzne niskoczęstotliwościowe oddziaływania periodyczne generują dodatkowe duże struktury wirowe, które przy odpowiednio dobranej częstotliwości wymuszenia mogą wzmacniać struktury generowane w strudze naturalnej. Powoduje to intensyfikację procesów turbulentnego transportu masy i energii oraz jest związane z lokalnymi przyrostami stopnia turbulencji strugi. Periodyczne pobudzenia stymulują strukturę fluktuacji turbulentnych, ale ich efektywność oddziaływania jest ograniczona do odległości $10 h$ od wylotu ze szczeliny.

W pracy [89] przedstawiono badania nad strukturą płomienia, w którym występują pulsacje. Wyodrębniono przepływy charakteryzujące się istnieniem struktur wieloskalowych, będących wynikiem naturalnych zaburzeń przepływu lub rezultatem zaburzeń zewnętrznych. W przypadku naturalnych zaburzeń częstotliwość powstawania struktur zależy od rozkładów prędkości w strugach. Stwierdzono, że okresowe zmiany ciśnienia powodują wzrost średnich prędkości w kierunku promieniowym, które są źródłem powstawania wirów wieloskalowych i określonych pól turbulencji. Towarzyszy temu dyssypacja energii i rozpad wirów na mniejsze, co wpływa na intensyfikację mieszania strug gazowych.

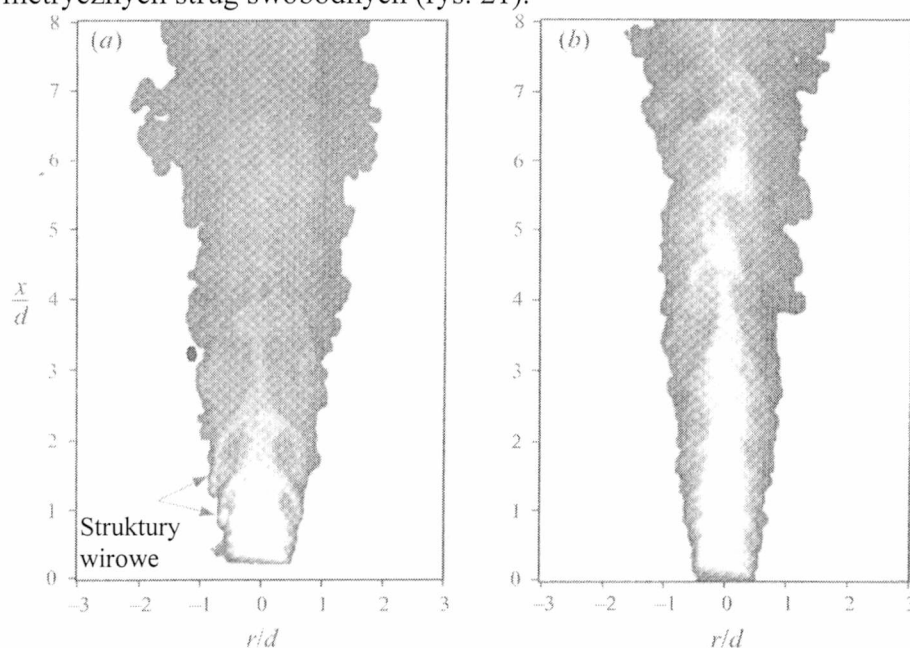


Rys. 20. Kształtowanie się płomienia gazowego poddanego oddziaływaniu zaburzeń pulsacyjnych [89]

Przedstawione w pracy badania zrealizowano dla przepływu gazu z liczbami Reynoldsa 2000, 5000, 10000; amplitud drgań membrany 0,0025; 0,005; 0,0075; 0,010 m i częstotliwości 0, 10, 20, 30, i 40 Hz. W wyniku przeprowadzonych pomiarów stwierdzono, że wprowadzona pulsacja powoduje intensyfikację mieszania substratów, co wpływa na skrócenie długości płomienia (rys. 20). Efekt ten jest zależny od parametrów wypływającej strugi i parametrów zaburzenia. Najlepszy efekt mieszania (mierzony maksymalnym skróceniem długości płomienia) zaobserwowano dla $Re = 2000$, $A = 0,010$ m i częstotliwości pulsacji $n = 40$ Hz.

W pracy [35] przedstawiono wyniki badań numerycznych strugi swobodnej płynu ściśliwego. Założono laminarny przepływ na wylocie z prostokątnej dyszy i poprzez zmianę stosunku długości boków zmieniano warunki początkowe wypływającej strugi. Stwierdzono, że znacząco większy zasięg strugi i generowanie współprądowej wirowości na granicy strugi jest większe dla dyszy o równych bokach w porównaniu z podobnym przypadkiem prostokątnych dysz o stosunkach boków 2 i 3.

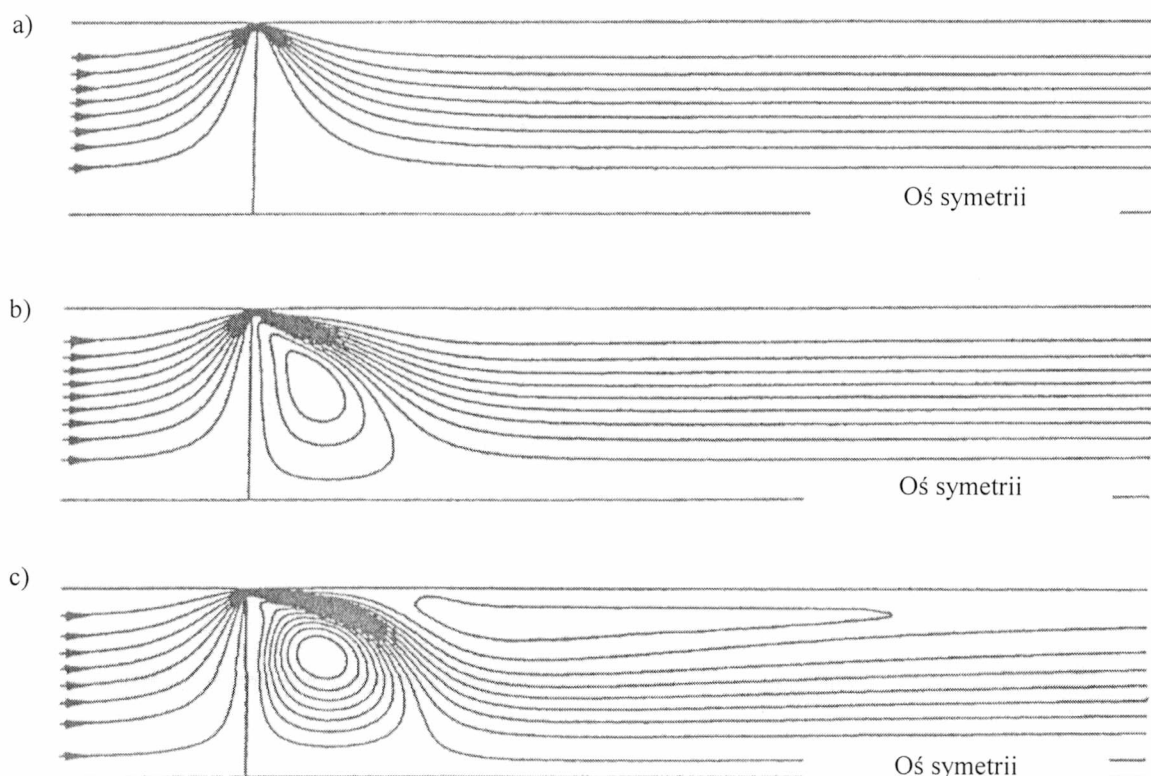
W pracy [67] przedstawiono wyniki badań porównawczych dwóch przepływów osiowosymetrycznych strug swobodnych (rys. 21).



Rys. 21. Obrazy dwóch strug w obszarze wylotowym; a) - dysza zwężająca; b) - rura [67]

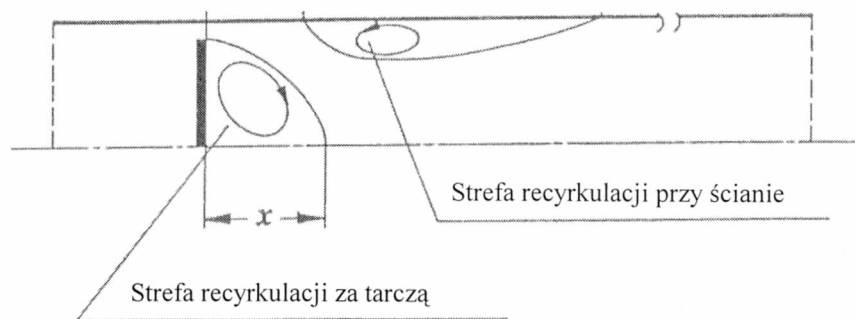
Do badań użyto dwie dysze: jedna łagodnie zwężająca strugę do średnicy wypływowej, a druga w postaci długiej prostej rury. W celu zachowania identycznych warunków zewnętrznych w obu przypadkach przepływy były scharakteryzowane liczbą Reynoldsa $Re = 16000$, a użyte urządzenia doświadczalne jak i technika pomiarowa były identyczne. Stwierdzono, że struga podgrzanego powietrza wypływająca do otwartej przestrzeni w zależności od rodzaju warunków początkowych (dysz) ma inne struktury wewnętrzne. Znaczące różnice ujawniły się w całym obszarze pomiarowym; stwierdzono, że mogą być one związane z charakterem turbulentnej struktury strugi w obszarze wypływu.

Autorzy pracy [100] przeprowadzili numeryczne obliczenia przepływu ustalonego i laminarnego przez osiowosymetryczną szczelinę utworzoną przez umieszczoną obrotową tarczę w rurze. Przepływ potraktowano jako przepływ z konwekcyjną wymianą ciepła. Obliczenia wykonano przy użyciu metody elementów skończonych dla przepływu o liczbach Reynoldsa (odniesionych do średnicy rury) 10, 25, 50, 75, 100, 125, 150, liczb Reynoldsa $Re_\omega = 0, 250, 500$ i 1000, promieniem względnym tarczy $r_d = 0,9; 0,95$ i $0,99$ oraz dla liczb Prandtla 0,7 i 7. Obliczone linie prądu (rys. 22) dla liczby $Re = 10$ (rys. 22a) nie wykazały istnienia stref recyrkulacji.



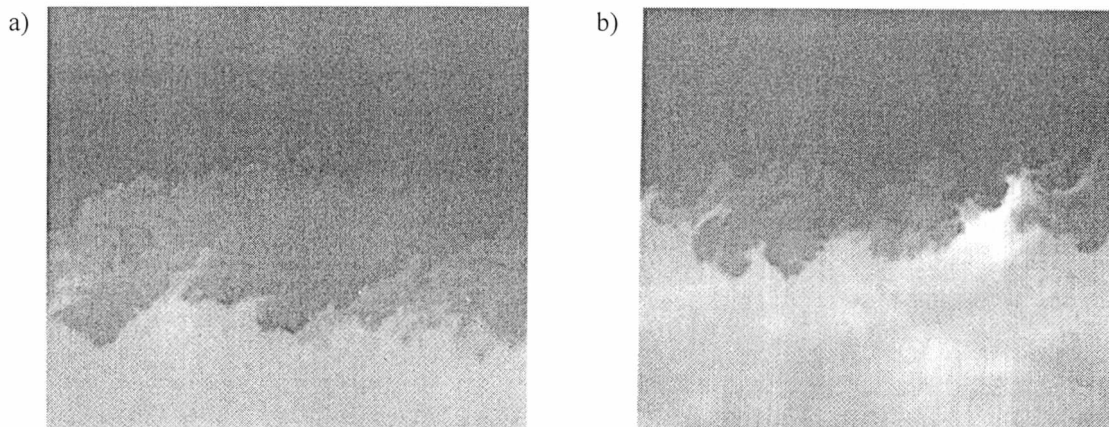
Rys. 22. Obrazy linii prądu dla przepływu o parametrach $r_d = 0.95$ i $Re_\omega = 0$: a) $Re = 10$; b) $Re = 50$; c) $Re = 100$ [100]

Wzrost Re do 50 (rys. 22b) spowodował pojawienie się jednej strefy przylegającej do powierzchni tarczy. Dalszy wzrost Re do 100 (rys. 22c) powoduje powstanie dwóch stref recyrkulacji; jednej z nich przylegającej do tarczy, a drugiej do ściany rury. Schemat tych stref pokazano na rys. 23.



Rys. 23. Schemat najważniejszych elementów w przepływie bez obrotów tarczy [100]

W pracy [14] przedstawiono wyniki badań warstwy mieszania dwóch strug gazu płynących z różnymi liczbami Reynoldsa (10^6 i 10^3). Uzyskane obrazy porównano z uzyskanymi obrazami wypływu swobodnej osiowosymetrycznej strugi. Obrazy strefy mieszania (rys. 24) uzyskano wykorzystując światło laserowe przechodzące przez badany obszar. Stwierdzono, że turbulentne warstwy ścinania są wrażliwe na naprężenia ściskające spowodowane wzrostem ciśnienia, ale praktycznie nie są wrażliwe na liczbę Reynoldsa turbulentnej strugi.



Rys. 24. Warstwy ścinania na granicy strug gazu pod działaniem ciśnienia a) niższego, b) wyższego

Grupa omówionych poniżej prac jest najbliższej związana z tematyką realizowanej pracy.

Obszerne badania doświadczalne, dotyczące struktury lepkiej nieściśliwej ograniczonej strugi, przeprowadził Zelkin [104]. Jego fenomenologiczne rozważania dążą do wyjaśnienia dodatkowych zjawisk występujących w przepływie nieustalonym za kryzą. Zdaniem Zelkina, w takim przepływie, na oporze miejscowym indukuje się dodatkowy przepływ wirowy (nazwany indukcją hydrauliczną), charakterystyczny dla ruchu nieustalonego. Przepływ ten, wirując w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku głównego ruchu, wypełnia cały przekrój przewodu i przemieszcza się w postaci ciągłego korka wirowego. Ponadto za oporem miejscowym, na jego ostrej krawędzi, przepływ odrywa się tworząc strugę ograniczoną. Wówczas przypadkowe zaburzenie może doprowadzić do utraty stabilności i tworzenia się wirów wskutek pojawienia się różnych, co do wartości, ciśnień po obu stronach powierzchni rozdziału strugi i obszaru recyrkulacji. Intensywność wirów indukowanych za kryzą zależy od różnicy prędkości w rdzeniu strugi (w płaszczyźnie otworu) i w przylegającej do niego strefie cyrkulacyjnej. To zjawisko, występujące podczas nieustalonego przepływu cieczy lepkiej przez przewężenie, prowadzi m.in. do tego, że energia zużyta na indukowanie strugi wirowej nie przechodzi natychmiast w ciepło (jak w przypadku klasycznych oporów w przepływie

ustalonym – nazwanych akcyjnymi oporami hydraulicznymi), lecz jest akumulowana w indukowanej strudze. Te dodatkowe opory miejscowe, związane z powstawaniem strugi wirowej, nazywane są reakcyjnymi (indukowanymi) oporami hydraulicznymi. Wpływają one na sposób obliczenia strat w nieustalonym przepływie przez przewężenia, przy czym dodatkowy współczynnik strat miejscowych, zwany współczynnikiem indukcji wirowej, może być wyznaczony tylko doświadczalnie.

Z badań doświadczalnych [70] dotyczących zasięgu i intensywności przepływu w strefach recyrkulacji wynika, że długość strefy recyrkulacji za kryzą istotnie zależy od liczby Reynoldsa Re_d (odniesionej do średnicy otworu kryzy). W przedziale $Re_d < 250$ długość ta rośnie ze wzrostem liczby Reynoldsa i dla $Re_d = 250$ osiąga wartość $25(D - d)/2$. Wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa występuje skrócenie strefy recyrkulacji, która dla $Re_d = 1000$ osiąga minimalny zasięg około $6(D - d)/2$, po czym następuje ponowne zwiększenie długości strefy recyrkulacji wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa aż do $Re_d = 3000$, przy której strefa recyrkulacji osiąga stałą długość około $10(D - d)/2$.

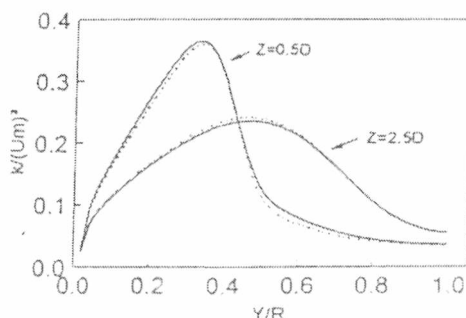
W pracy [15], metodą symulacji numerycznej, przeprowadzono badania przepływu osiowosymetrycznej strugi pulsującej przez rurę z kryzą, o współczynniku przewężenia $\beta = 0,5$. W badaniach zadawano sinusoidalne pulsacje o częstotliwościach równych 0,6 Hz (4 rad/s), 22,3 Hz (140 rad/s) i 33,5 Hz (210 rad/s). Własności fizyczne przepływającego płynu założono jak dla wody tzn. $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Zauważono, że wpływ pulsacji strugi na strefy recyrkulacji przed zwężką jest stosunkowo niewielki, natomiast w obszarze za przewężeniem zaobserwowano okresowe narastanie i zmniejszanie się strefy recyrkulacji. Zaobserwowano również w pewnych warunkach odrywanie się strefy recyrkulacji od tylnej powierzchni kryzy oraz jej rozdzielanie. Stwierdzono, że wzrost częstotliwości pulsacji, powoduje zwiększenie zakresu zmienności liczby przepływu od czasu i stwierdzono, że założenie stałości tego współczynnika przy dużych częstotliwościach i liczbach Strouhala jest niesłuszne. Przebadano również wpływ amplitudy pulsacji na liczbę przepływu i stwierdzono, że również ma na nią decydujący wpływ. W wyniku badań zauważono również, że w przypadku przepływu przyspieszanego w zakresie liczb Strouhala $St < 0,01$ pomiar strumienia masy metodą zwężkową, dla założonej quasi-stacjonarności przepływu, daje wartości zaniżone. Autorzy pracy tłumaczą to tym, że na błąd pomiaru, oprócz efektu związanego z bezwładnością płynu mają również wpływ zmiany intensywności wirów w obszarze recyrkulacji. Zmiany zachodzą z opóźnieniem w stosunku do nowej wartości strumienia masy i powodują, że spadek ciśnienia różnicowego na zwężce jest niższy, niż dla takiego samego strumienia masy przepływającego w sposób ustalony. Gdy dominujące są siły bezwładności, to różnica ciśnień na zwężce jest większa, niż dla przepływu ustalonego. W przypadku przepływu opóźnianego, pomiar strumienia masy daje natomiast wartości zawyżone.

W pracy [16] numerycznie przeanalizowano wpływ osiowosymetrycznej deformacji pola prędkości strugi przed kryzą na rozkłady prędkości i ciśnienia. Deformację pola prędkości, uzyskano poprzez zadawanie różnych profili prędkości (zmieniając współczynnik Coriolisa α) na dopływie przy stałej liczbie $Re = 9 \cdot 10^4$. W przekroju daleko przed kryzą przyjęto pięć różnych profili prędkości i stwierdzono ich istotny wpływ na linie prądu w obszarze przed kryzą. Gdy profil początkowy jest paraboliczny lub zbliżony do parabolicznego, przed kryzą obserwuje się niewielki obszar recyrkulacji. W miarę wzrostu współczynnika Coriolisa (α) obszar recyrkulacji zanika, a krzywizna linii prądu wzrasta. Związane jest to z przepływem dużej masy płynu z obszaru przy ścianie przewodu, promieniowo, do osi symetrii. Zauważono nieznaczny wpływ początkowego profilu prędkości na strefy recyrkulacji za

kryzą. Gdy wartość α wzrasta, nieznacznie rośnie długość obszaru recyrkulacji oraz intensywność przepływu wtórnego. Obliczone w pracy [16] zasięgi stref recyrkulacji są mniejsze od odpowiadających im danych eksperymentalnych. Dla kryzy o przewężeniu $\beta = d/D = 0,63$ długość obliczonego obszaru recyrkulacji wynosi $1,6 D$, a według cytowanych danych – około $1,9 D$. Z powodu braku weryfikacji doświadczalnej dokładność powyższych obliczeń numerycznych można uznać za zadowalającą jedynie do celów analizy jakościowej.

W pracy [77] na podstawie modeli matematycznych różnych typów przepływomierzy do pomiaru przepływów ustalonych, oceniono błąd pomiaru wynikający z zastosowania ich do pomiaru przepływów pulsujących. Autor wykazał, że pomimo zastosowania współczynników poprawkowych nie zawsze można wyeliminować błędy, a w zależności od częstotliwości i amplitudy pulsacji współczynniki korekcyjne muszą się zmieniać. Dla każdego rodzaju przepływomierza powinno być określone kryterium stosowalności danego przepływomierza do pomiaru przepływów pulsujących. Autor zauważa, iż brak jest w literaturze zgodności, co do postaci kryterium i granicznych liczb Strouhala. Sugeruje również konieczność szerszej analizy wpływu pulsacji na błąd pomiaru strumienia masy. Problem dokładnego pomiaru strumienia masy w przepływie pulsującym jest bardzo istotny, gdyż dodatkowy błąd pomiaru strumienia masy w granicznych przypadkach może osiągać nawet kilkadziesiąt procent wielkości mierzonej. Wartość tego dodatkowego błędu zależy od typu przepływomierza, metody pomiaru i wielkości charakteryzujących zaburzenie przepływu. Tymi wielkościami są liczba Strouhala, kształt pulsacji i jej amplituda. W przypadku zwężek, dla przepływu scharakteryzowanego liczbą Strouhala $St < 0,1$ błąd jest pomijalnie mały nawet dla dużych amplitud pulsacji strumienia masy. W przypadku przepływów charakteryzujących się większymi liczbami Strouhala, wielkość błędu dla przepływomierzy zwężkowych, rośnie z kwadratem amplitudy pulsacji strumienia.

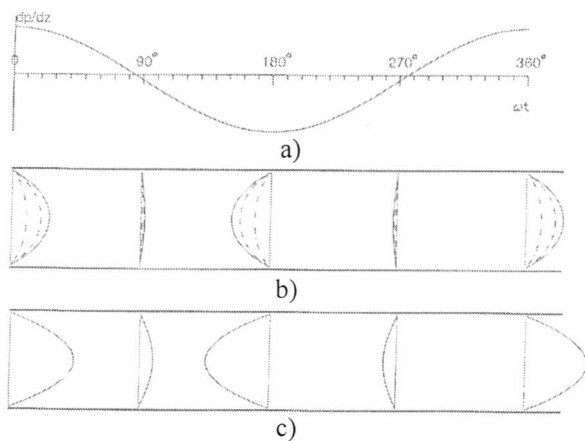
W pracy [26] przedstawiono numeryczne obliczenia dla przepływu ustalonego o liczbie $Re = 75000$ przez rurę z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,7$. Główny nacisk położono na dobór parametrów obliczeniowych, a przede wszystkim siatki obliczeniowej. Szczególną uwagę zwrócono na obliczenia w okolicy ostrych krawędzi kryzy. Wyznaczono rozkład energii kinetycznej ruchu turbulentnego w dwóch przekrojach odległych od powierzchni kryzy o $0,5 D$ i $2,5 D$.



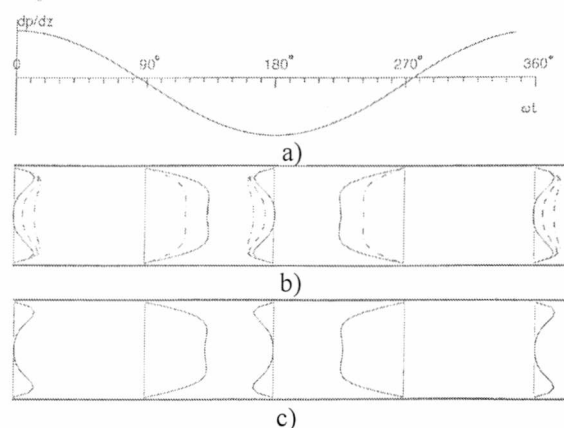
Rys. 25. Rozkład energii kinetycznej ruchu turbulentnego w dwóch przekrojach $0,5 D$ i $2,5 D$ [26]

W pracy [102] przeanalizowano badania numeryczne przepływu pulsującego w prostokątnym kanale zamkniętym. Porównano przepływy przy niskiej i wysokiej częstotliwości pulsacji i wykazano różnice. Stwierdzono, że dla niskiej częstotliwości pulsacji profil prędkości i naprężenia styczne nie są opóźnione w fazie w stosunku do powolnej

oscylacji ciśnienia. W przypadku większej częstotliwości pulsacji – średnia prędkość i naprężenia styczne oscylują z opóźnieniem fazowym odpowiednio 90° i 45° względem nałożonej oscylacji ciśnienia. Zmiany gradientu ciśnienia w jednym cyklu pokazano na rys. 26a. Profile prędkości dla różnych chwil czasowych w jednym cyklu i dla różnych położen x wewnątrz przekroju x - y kanału zostało pokazane na rys. 26b. Dla porównania na rys. 26c pokazano profile prędkości dla jednowymiarowego przepływu między dwoma równoległymi płaszczyznami jakie obliczono z równań. Rys. 26 obrazuje rozkład prędkości w fazie z nałożonym gradientem ciśnienia. Wywołana amplituda prędkości jest mniej widoczna niż dla przepływu pomiędzy dwoma równoległymi płaszczyznami (por. rys. 26 b i c). Autorzy zauważyli, że przy małej częstotliwości pulsacji gradient ciśnienia jest zasadniczo w fazie z amplitudą prędkości. Powodem tego jest dominujące oddziaływanie lepkości, które powoduje również spadek amplitudy prędkości. Dla wyższych częstotliwości pulsacji rozkłady prędkości różnią się od uzyskanych dla niskich częstotliwości (rys. 27). Faza indukowanej prędkości jest przesunięta w różnym stopniu pod względem panującego ciśnienia w obszarze bliskim i dalekim od ścian kanału. W trakcie badań zauważono, że dla pewnej chwili czasowej profil prędkości ma maksymalną wartość w pobliżu ścianki. Jest to efekt znaczący, który został zauważony przez Richardson'a i nazwany „efektem pierścieniowym”. Został on odkryty doświadczalnie przez Richardson'a i Tyler'a w 1925, a później potwierdzony analitycznie przez Sexl'a w 1930 i Uchida'a w 1956 dla wysokich częstotliwości pulsacji. Zauważono przesunięcie w fazie wymuszenia i odpowiedzi prędkości. Różnica w fazach od zera stopni (dla małych częstotliwości pulsacji) do 90 stopni (dla wysokiej częstotliwości).



Rys. 26. Profile prędkości w przepływie pulsującym z niską częstotliwością w różnych fazach cyklu,
a) Zmienność gradientu ciśnienia w czasie;
b) przepływ w kanale: $a/h = 1$, $x/h = 1$;
c) przepływ między równoległymi płaszczyznami [102]



Rys. 27. Profile prędkości w przepływie pulsującym z wyższą częstotliwością w różnych fazach cyklu,
a) Zmienność gradientu ciśnienia w czasie;
b) przepływ w kanale: $a/h = 1$, $x/h = 8$;
c) przepływ między równoległymi płaszczyznami [102]

W pracy [18] przedstawiono spostrzeżenia dotyczące profili prędkości w rurze na podstawie numerycznej analizy profili prędkości w długiej prostoosiowej rurze i porównania ich z wynikami doświadczalnymi. Z rozwiązań równań Naviera-Stokesa dla przepływu laminarnego wynika paraboliczny kształt profilu prędkości, natomiast w badaniach doświadczalnych nie uzyskuje się idealnych symetrycznych profili prędkości. Badania numeryczne przepływu w rurze o długości 32 m i średnicy 40 mm, wykazały deformację profilu prędkości, której przyczyną (zdaniem autorów) jest wpływ sił Coriolisa wywołanych

ruchem obrotowym ziemi. To zjawisko jest często pomijane w analizie wyników badań doświadczalnych. Osiowy profil prędkości pozostaje mocno niesymetryczny i jego asymetria wzrasta wraz z liczbą Reynoldsa. Ten efekt jest szczególnie wyraźny dla wysokich liczb Reynoldsa $Re > 5000$.

3. Cel, teza oraz metodyka pracy i jej zakres

Podsumowując dotychczasowy stan wiedzy dotyczący przepływów okresowych w kanałach o zmiennym przekroju, można stwierdzić, że analizowane w niniejszej pracy zagadnienie osiowosymetrycznego przepływu w kanale ze skokową zmianą przekroju – sprowadzające się do zagadnienia przepływu przez rurę z zainstalowaną w niej kryzą – nie zostało dotychczas w pełni wyjaśnione.

Wynika to z tego, że:

- Struga osiowosymetryczna płynąca w rurze ze skokowo zmieniającym się przewężeniem wykazuje pewne odmienności od często analizowanego przepływu płaskiego.
- Struga ta zwężając się ulega turbulizacji, a ostra krawędź przewężenia może generować dodatkowo pewne struktury.
- Zwężająca i rozszerzająca się osiowosymetryczna struga poddana okresowemu oddziaływaniu może wykazać zmodyfikowany charakter, zależny od stopnia zwężenia/rozszerzenia oraz częstotliwości i związanej z nią amplitudy oddziaływania.

Zasadniczym celem pracy jest analiza skutków oddziaływania – znormalizowanego ostrobrzeżnego przewężenia oraz niskoczęstotliwościowych oddziaływań pulsacyjnych – na strukturę strugi w zakresie przejścia laminarno-turbulentnego i na zasięgi tych oddziaływań.

Poznawczym celem pracy jest zobrazowanie i analiza struktur wielkoskalowych w osiowosymetrycznym przepływie ustalonym i pulsującym płynu nieściśliwego w obszarze wpływu ostrobrzeżnego przewężenia jakim jest kryza.

Celami utylitarnymi pracy są:

- Uzyskanie danych doświadczalnych, które mogą być wykorzystane dla zwiększenia wiarygodności obliczeń numerycznych przepływów okresowych w kanałach o zmiennym przekroju, jak również będących podstawą do weryfikacji poprawności modeli numerycznych stosowanych do tych obliczeń.
- Zwrócenie uwagi na zmienność zjawisk zachodzących w strefie recyrkulacji za kryzą i konieczność prawidłowego doboru odległości otworów impulsowych w pomiarach strumienia objętości.
- Wykorzystanie zjawisk okresowych w intensyfikacji procesów wymiany masy i pędu.

Teza pracy jest następująca:

W izotermicznym przepływie cieczy przez rurę z kryzą, stopień przewężenia strugi i niskoczęstotliwościowe oddziaływanie pulsacyjne na nią, istotnie zmieniają struktury i charakterystyki przepływającej strugi oraz obszar jej zmieszania, natomiast nie zmieniają zasięgu zaburzeń nią wywołanych.

Przyjęto następującą metodykę i zakres badań pozwalający na realizację celu i udowodnienie założonej tezy:

- Przedmiotem badań był wpływ:
 - stopnia przewężenia strugi w zakresie określonym normą PN-93/M-53950/01 tj. $\beta \in (0,35; 0,75)$ na jej strukturę,
 - wpływ oddziaływań pulsacyjnych o częstotliwości $n \in (0; 5 \text{ Hz})$ na strukturę strugi.Motywacją do przyjęcia powyższego zakresu oscylacji jest fakt występowania niskich

częstotliwości w niektórych instalacjach przepływowych [89] w których uzyskuje się wzrost efektywności przekazywania ciepła oraz to – jak stwierdzono w pracy [41] – że oddziaływania o niewielkich częstotliwościach intensyfikują procesy mieszania.

- W celu oceny struktury i kształtowania się ograniczonej strugi izotermicznej przed i za kryzą zastosowano:
 - dla jakościowej oceny metodę wizualizacji przepływu za pomocą pęcherzyków wodorowych. Obrazy rejestrowano za pomocą kamery filmowej i następnie przetwarzano^x;
 - dla ilościowej oceny anemometrię laserową (LDA). Uzyskane wartości prędkości miejscowych (uśrednionych i fluktuacyjnych) pozwoliły na sporządzenie rozkładów prędkości uśrednionych i intensywności fluktuacji w charakterystycznych przekrojach strugi^{xx}.
- Zaproponowany zakres badań doświadczalnych pozwoli na:
 - uzyskanie obrazów ograniczonej strugi ustalonej i pulsującej w obszarze wpływu kryzy oraz analizę ewolucji jej kształtu i struktury,
 - wyznaczenie rozkładów prędkości miejscowych (uśrednionych i fluktuacyjnych) w przepływie j.w. i analizę ich ewolucji,
 - określenie zasięgu stref recyrkulacji i ocenę mieszającego oddziaływania kryzy.

^x Wykonano w ramach projektu badawczego Nr 7 TO7G 017 10 finansowanego przez KBN.

^{xx} Wykonano w ramach projektu badawczego Nr 7 TO7G 010 19 (promotorski) finansowanego przez KBN.

4. Badania doświadczalne

4.1. Warunki i zakresy prowadzonych badań i analizowanych zmian przekroju przepływowego

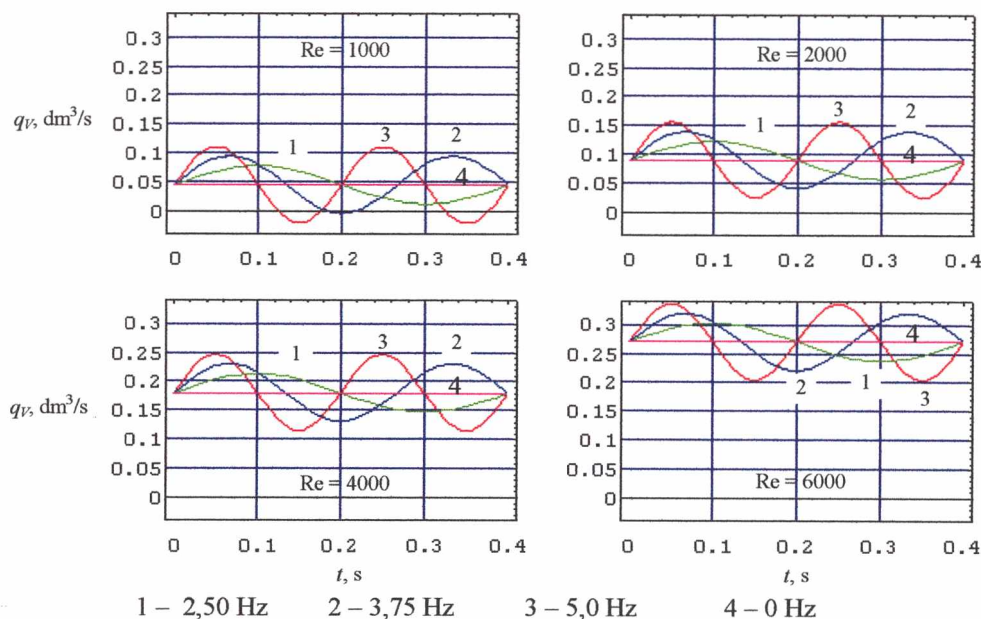
W badaniach przyjęto wartości liczb Reynoldsa występujące w badaniach numerycznych innych autorów [16, 77] i odpowiednio wyznaczono zakresy prędkości średnich ($U_0 = 4q_v/\pi D^2$) i strumieni objętości q_v .

W celu wywołania przepływu nieustalonego nałożono na przepływ główny sinusoidalne pulsacje o częstotliwości $n \in \{0; 2,50; 3,75; 5,0\}$ Hz, które scharakteryzowano bezwymiarowymi liczbami Strouhala ($St = n \cdot D/U_0$). Przepływowi tym odpowiadały okresy pulsacji strumienia przepływu wody 0,4; 0,267 i 0,2 s oraz amplitudy $A \in \{0,087 \div 1,05\}$. Liczby Reynoldsa odniesione do średnicy (D), liczby Strouhala St i amplitudy A zestawiono w tabeli 1. W przepływie nazywanym ustalonym nałożono częstotliwość pulsacji $n = 0$.

Tabela 1. Zakresy wielkości charakteryzujących przepływ

Liczba Reynoldsa Re	Częstotliwość pulsacji						Strumień objętości q_v dm ³ /s	Prędkość średnia U_0 m/s
	$n = 2,50$ Hz		$n = 3,75$ Hz		$n = 5,0$ Hz			
	St	A	St	A	St	A		
	-	-	-	-	-	-		
1000	6,18	0,525	9,27	0,787	12,4	1,05	0,040	0,020
2000	3,09	0,262	4,63	0,393	6,18	0,525	0,079	0,040
4000	1,54	0,131	2,32	0,197	3,09	0,262	0,159	0,081
6000	1,03	0,087	1,54	0,131	2,06	0,175	0,238	0,121

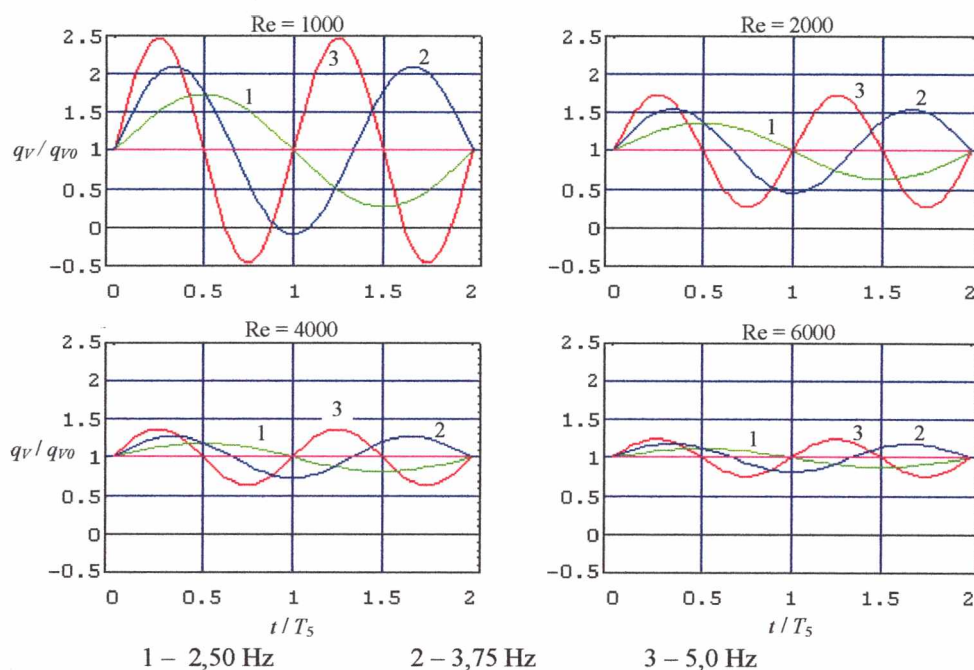
Na rysunku 28 przedstawiono przebiegi strumieni objętości wody stosowanych w pomiarach.



Rys. 28. Przebiegi strumieni objętości (q_v) przepływu pulsującego wody w czasie (t)

Można zauważyć, że dla najmniejszej liczby $Re = 1000$, w przebiegu 2 dla częstotliwości pulsacji $n = 2,50$ Hz chwilowa prędkość spada do zera, a dla przebiegu 3 dla częstotliwości

pulsacji $n = 5,0$ Hz występuje nawet okresowy przepływ powrotny. Przepływy ustalone (bez pulsacji) oznaczone są na wykresie jako 4. Stanowią one jednocześnie średnią wartość przepływu w cyklu pulsacji. Na rysunku 29 przedstawiono te same przebiegi w postaci bezwymiarowej.



Rys. 29. Bezwymiarowe przebiegi strumieni objętości przepływu pulsującego wody (q_v – strumień objętości, q_{v0} – średni strumień objętości, t – czas, T_s – okres pulsacji o częstotliwości 5,0 Hz)

Pulsacja wprowadza do przepływu zmienną wartość prędkości chwilowej, liczba Reynoldsa nie odnosi się zatem do przepływu w danej chwili, ale do średniego strumienia objętości. Intensywność zmian prędkości zależy od liczby Reynoldsa i częstotliwości pulsacji. Zaobserwowano, że chwilowe profile prędkości w przekroju przepływowym są podobne do opisanych w pracy [63]. W czasie cyklu pulsacji przepływ powrotny przemieszcza się od ściany ku osi rury. W wyniku tego chwilowa prędkość w osi osiąga wyższe wartości niż w ruchu ustalonym.

Badanie okresowego pulsującego przepływu w kanale o zmiennym przekroju prowadzono dla przepływu wody przez prostą rurę z zainstalowaną w niej ostrokrawędziową kryzą. Parametry geometryczne i przepływowe stosowanych przewężeń były następujące:

- kryzy o przewężeniach $\beta = d/D = 0,35; 0,50; 0,63$ i $0,75$ przy różnych, uformowanych na dopływie do kryzy, rozwiniętych profilach prędkości w przepływie przez rurę, scharakteryzowanych liczbami Reynoldsa 1000, 2000, 4000, 6000 (odniesionymi do średnicy wewnętrznej rury), co odpowiada przepływowi laminarnemu, słabo turbulentnemu i uformowanemu przepływowi turbulentnemu,
- kryzy o przewężeniach i strumieniach przepływu j.w., ale o nieustalonym (pulsującym) dopływie do kryz.

Kryzy o średnicach przewężenia: $d = 17,5; 25,0; 31,5$ i $37,5$ mm wykonano z tarnamidu* i miały grubość 2,5 mm. Wszystkie powierzchnie obrobiono zgodnie z wymogiem normy [76]. Kryzy były obustronnie ostrokrawędziowe o charakterystycznych wielkościach podanych w tabeli 2.

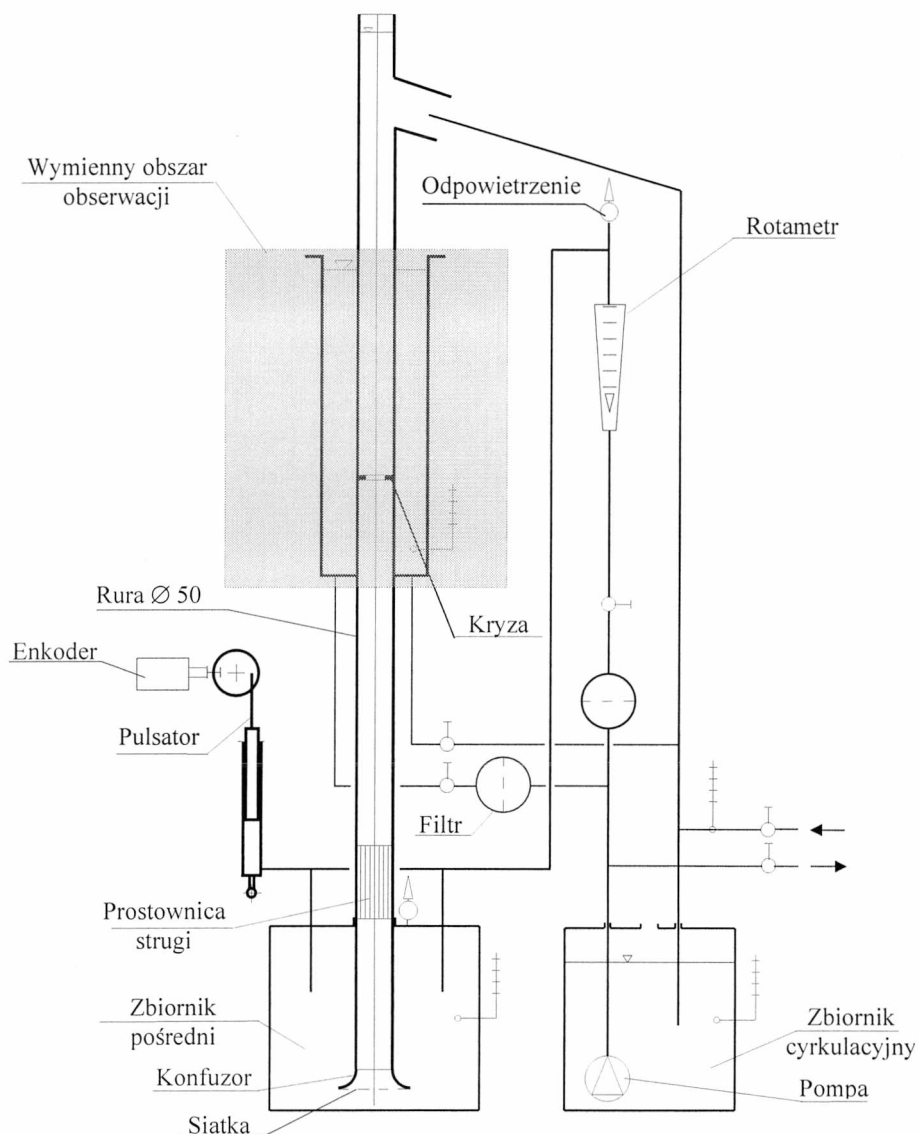
* Zastosowano tarnamid, który nie przewodzi prądu elektrycznego

Tabela 2. Bezwymiarowe wielkości geometryczne charakteryzujące kryzy

Przewężenie $\beta = d/D$	Moduł $m = \beta^2 = (d/D)^2$	Względny występ $(D - d) / (2D)$
0,350	0,123	0,325
0,500	0,250	0,250
0,630	0,400	0,185
0,750	0,563	0,125

4.2. Stanowisko badawcze

Badania doświadczalne prowadzono na stanowisku doświadczalnym przedstawionym schematycznie na rysunku 30. Woda zasysana pompą ze zbiornika cyrkulacyjnego przepływa do cylindrycznego zbiornika pośredniego przez filtr, rotametr i zawór regulacyjny. Strumień objętości wody jest mierzony rotametrami o zakresach pomiarowych od 100 do 650 dm³/h (28 – 179 cm³/s) i od 250 do 2500 dm³/h (69 – 690 cm³/s).



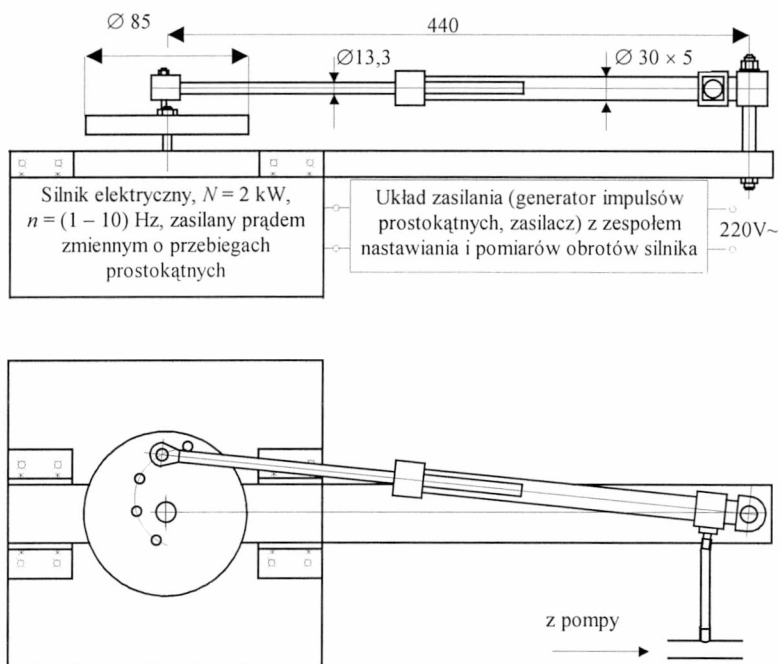
Rys. 30. Schemat stanowiska do badań pulsującego przepływu przez rurę z kryzą

Przed zbiornikiem pośrednim do układu dołączono równolegle pulsator (rys. 31), którym wymuszano sinusoidalny przepływ nieustalony. Przewód łączący rotametr i pulsator jest wystarczająco długi (20 m) oraz ma średnicę dwukrotnie mniejszą (25 mm) od średnicy rury, aby siła bezwładności wody [92] w tym przewodzie mogła zapobiec przenoszeniu się pulsacji wytworzonych w pulsatorze na rotametr i pompę. Również dobierając pompę zadbane o to, aby miała ona możliwie stromą charakterystykę przepływu. Zabiegi te spowodowały, że pulsacja strumienia objętości mierzonego rotametrami jest mała, o czym świadczą niewielkie tylko drgania pływaków rotametrów.

W celu wyeliminowania wszelkich dodatkowych niepewności, związanych ze stosowanymi metodami badań doświadczalnych zastosowano rurę w układzie pionowym, z przepływem wody do góry.

Przezroczysta rura ze szkła organicznego o średnicy wewnętrznej $D = 50$ mm, została wprowadzona od góry w osi do zbiornika pośredniego. Aby zapewnić ukształtowanie się właściwego profilu prędkości na odcinku dopływowym, wlot rury wykonano w postaci dzwonowego konfuzora o dużym promieniu krzywizny, łagodnie wprowadzającego wodę do rury. Współosiowe ustawienie rury i zbiornika zapewnia równomierny napływ wody ze wszystkich kierunków. Dodatkowo, w niewielkiej odległości za konfuzorem, jest umieszczona wiązkowa prostownica strumienia [38, 76], która eliminuje zakłócenia. Za tak ukształtowanym odcinkiem wstępnym o długości $25 D$, na którym następuje uformowanie profilu prędkości znajduje się obszar obserwacji. W obszarze obserwacji są kolejno umieszczane kryzy o różnych przewężeniach, wywołujące lokalne zmiany przekroju przepływowego kanału. Górny koniec rury jest otwarty, a woda przez trójkąt powraca do zbiornika zasilającego.

Okresowy (pulsujący) przepływ wody przez układ pomiarowy wywoływano za pomocą specjalnego pulsatora (rys. 31).



Rys. 31. Schemat pulsatora

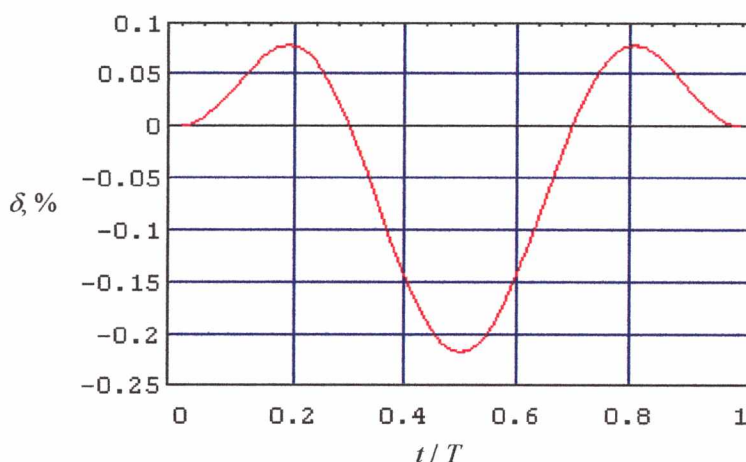
Składał się on z przezroczystego cylindra $\varnothing 30 \times 5$ przymocowanego wahliwie do podstawy. Wewnątrz cylindra poruszał się nurnik $\varnothing 13,3$ (stal chromoniklowa polerowana), przymocowany obrotowo na pionowym trzpieniu osadzonym mimośrodowo w tarczy o średnicy 85 mm. Tarcza z kolei była osadzona na pionowej osi dużego silnika (2 kW),

sterowanego prądem zmiennym o przebiegach prostokątnych i nastawialnej częstotliwości. Węzeł tarcia między cylindrem i nurnikiem uszczelniono pakietem uszczelnień elastomerowych. Dopływ i wypływ wody z cylindra odbywał się przez króciec o średnicy 1/2" wkręcony w pobliżu jego wahliwego mocowania do podstawy skróconej z korpusem silnika. Króciec złączono z węzłem elastycznym (grubościnnym, zbrojonym), połączonym trójnikiem z węzłem zasilającym rurę z kryzą. Nurnik poruszał się zatem ruchem posuwisto – zwrotnym wewnątrz cylindra. Cały zespół cylinder – nurnik wykonywał również niewielkie ruchy wahliwe w płaszczyźnie poziomej (mniej niż 8°). Skok nurnika mógł być zmieniany od 20 do 60 mm krokiem co 10 mm. Częstotliwość obrotów mogła być nastawiana i mierzona w zakresie (1–40) Hz. W czasie pomiarów stosowano następujące parametry pracy pulsatora:

- skok nurnika – 30 mm,
- częstotliwość obrotów – 0; 2,50; 3,75; 5,0 Hz,
- średni strumień objętości – (45–270) cm³/s.

Wymiary geometryczne pulsatora dobrano tak, że przebieg strumienia objętości w czasie różni się od przebiegu sinusoidalnego co najwyżej o 0,2 %.

Na rysunku 32 przedstawiono przebieg względnego odchylenia strumienia przepływu od przebiegu sinusoidalnego w jednym okresie (na osi poziomej odmierzonego czas bezwymiarowy unormowany względem okresu pulsacji, a na osi pionowej odchylenie w %).



Rys. 32. Przebieg względnego odchylenia δ strumienia przepływu od przebiegu sinusoidalnego (t – czas, T – okres pulsacji)

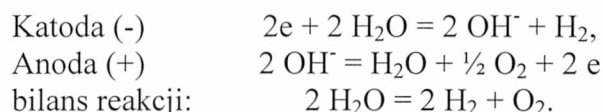
Wynika z niego, że urządzenie to wytwarza strumień przepływu nieistotnie różniący się od sinusoidalnego.

4.3. Zastosowane metody badań

4.3.1. Metoda wizualizacyjna – pęcherzyków wodorowych

Do wizualizacji przepływu przez pionową rurę z kryzą, zastosowano metodę pęcherzyków wodorowych [3, 5, 6, 7, 8, 33, 39, 42, 43, 44, 45, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 66, 84, 98, 99]. Pozwala ona, w połączeniu z odpowiednią techniką rejestracji i obróbki obrazu [52], wizualizować tory cząstek i linie prądu dzięki obecności w wodzie bardzo drobnych pęcherzyków wodoru uzyskanych w procesie elektrolizy wody. Przyłożenie napięcia do elektrod wywołuje przepływ prądu elektrycznego przez wodę, a na elektrodach tworzą się produkty elektrolizy – tlen na anodzie i wodór na katodzie. Stosunek objętościowy

wydzielonego na katodzie gazowego wodoru do wydzielonego na anodzie tlenu wynika z równania bilansu reakcji i wynosi 2 : 1.



Pęcherzyki gazu wydzielone na elektrodach podlegają wraz z nośnikiem przemianom energetycznym, a ich objętość zależy od ciśnienia i temperatury. Dobry efekt elektrolizy uzyskuje się poprzez dodanie do wody soli np. siarczanu sodu (Na_2SO_4) lub chlorku sodu. Trudno jest teoretycznie określić optymalną ilość dodatku soli, ponieważ przepływająca woda zawiera wiele rozpuszczonych związków chemicznych, które mogą wchodzić w reakcje z dodanymi solami osłabiając efekt elektrolizy lub go potęgując, dlatego ilość dodatków ustala się doświadczalnie. Związki rozpuszczone w wodzie działają chemicznie na materiał elektrody, wchodząc z nimi w reakcje wtórne. Z tego też powodu w omawianej metodzie wizualizacji przepływu, jako elektrodę ujemną (katodę) obwodu prądu stałego, stosuje się najczęściej drut platynowy, miedziany lub ze stali nierdzewnej o średnicy od 13 do 50 μm . Minimalna średnica drutu podyktowana jest wytrzymałością mechaniczną elektrody, a maksymalna zaburzeniami w strukturze strugi spowodowanymi obecnością elektrody, jak również oczekiwaną wielkością pęcherzyków wodorowych. Anodę może stanowić odpowiednia część przewodu lub wprowadzona dodatkowo metalowa elektroda znajdująca się poza obszarem obserwacji. Pęcherzyki wodoru, wytworzone na drucie, są zmywane i następnie unoszone przez płynącą wodę, a odpowiednie zewnętrzne oświetlenie pozwala obserwować ich położenie.

Zaletą takiego wprowadzenia znacznika jest zastosowanie sterowania elektrycznego, które umożliwia określenie początku i końca jego wprowadzania w określonym miejscu obserwacji. Katody zwykle umieszcza się prostopadle do uprzywilejowanego kierunku przepływu. Podając napięcie na katodę w postaci krótkich impulsów elektrycznych o znanej częstotliwości, uzyskuje się rzędy pęcherzyków uwalnianych na całej długości drutu (rys. 33). Obrazują one linie elementów przepływającej wody, których położenie odnosi się w danej chwili do pozycji drutu. Każda następna linia (rzęd pęcherzyków), nazywana linią czasową, obrazuje lokalny profil prędkości. Prędkość lokalna może być zatem określona przez pomiar odległości między rzędami pęcherzyków w stosunku do czasu między impulsami elektrycznymi. Pęcherzyki wodorowe tworzą płaszczyznę przekroju strugi, ukazując dwuwymiarowy fragment strugi. W przypadku wizualizacji strugi przepływającej w rurze jest to całkowicie wystarczające przy założeniu osiowej symetrii strugi.



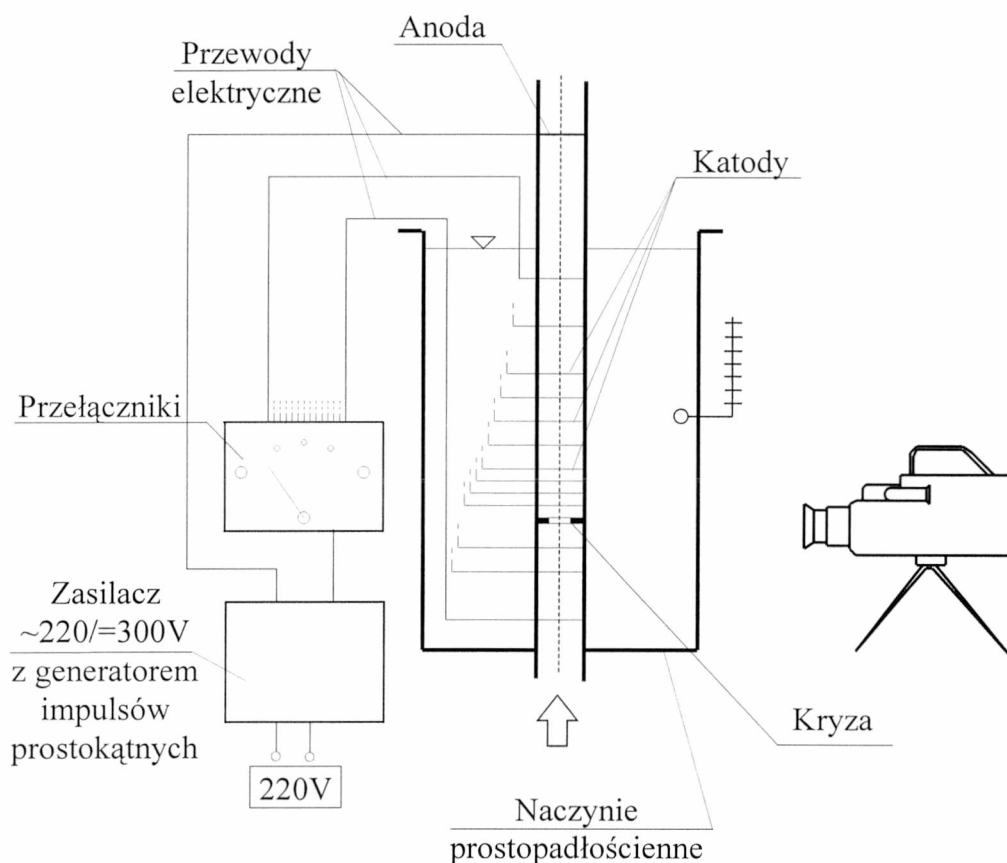
Rys. 33. Linie czasowe umożliwiające określenie lokalnego profilu prędkości

Duży wpływ na jakość i wierność odtwarzanego obrazu przepływu ma wielkość pęcherzyków generowanych na katodzie. Najkorzystniejsze jest wytworzenie dużej liczby bardzo drobnych pęcherzyków. Ich wielkością można sterować np. przez dobór drutu katody

o odpowiedniej średnicy (średnica odrywającego się pęcherzyka jest w przybliżeniu równa promieniowi drutu [33]), dobór napięcia zasilania lub oporu właściwego wody.

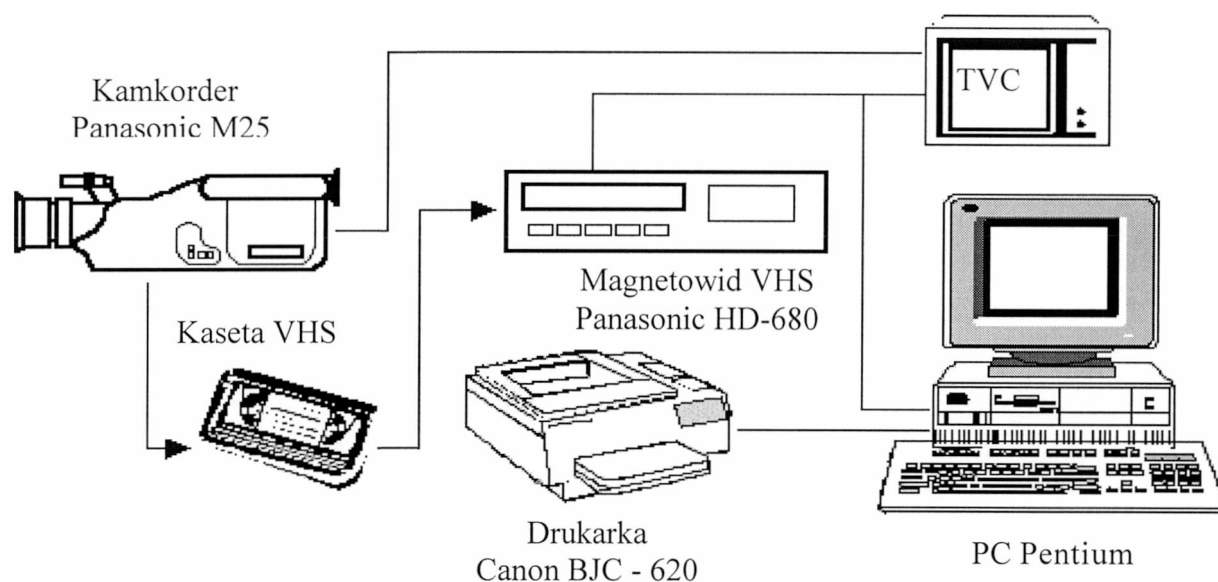
W rurze, w polu obserwacji, zainstalowano 4 elektrody w odległościach: $2D$, D , $D/2$ i $D/4$ przed kryzą oraz 10 elektrod za kryzą (4 elektrody co $D/4$, 4 elektrody co $D/2$ i 2 elektrody co D). Wszystkie elektrody są wykonane z drutu platynowego o średnicy $40\text{ }\mu\text{m}$ i umieszczone w jednej płaszczyźnie na średnicy rury. W celu zlikwidowania tzw. efektu soczewki rurę, na całym odcinku obserwacji, obudowano przezroczystym, prostopadłościennym naczyniem wypełnionym wodą destylowaną. Obszar obserwacji był oświetlony lampami halogenowymi. Elektrody zasilano napięciem regulowanym w zakresie $200 - 300\text{V}$ z zasilacza sterowanego generatorem impulsów o przebiegach prostokątnych. Wyboru elektrody dokonywano przełącznikami umieszczonymi między zasilaczem a elektrodami. Układ przełączników umożliwiał włączanie pojedynczych elektrod jak i całych grup. Zasilacz wyposażono w układ zdalnego wyzwalania napięcia (zabezpieczenie przed porażeniem prądem) oraz w układ zmiany polaryzacji napięcia na wyjściu, co umożliwiała łatwe i szybkie oczyszczenie elektrod w razie ich zagazowania. Przewody zasilające katody w obszarze naczynia korekcyjnego umieszczono w polietylenowych rurkach uszczelnionych na końcach, aby uniknąć przepływu prądu między zanurzonymi w wodzie przewodami. Kryzy zostały wykonane z tarnamidu nie przewodzącego prądu, aby wyeliminować wpływ dużej powierzchni metalu kryzy na generowanie znacznika na elektrodach.

Na rysunku 34 schematycznie przedstawiono dodatkowe wyposażenie stanowiska w wizualizacyjnych badaniach przepływu przez przewężenie metodą pęcherzyków wodorowych.



Rys. 34. Schemat obszaru obserwacji w wizualizacyjnej metodzie pęcherzyków wodorowych

Uzyskany na stanowisku obraz zarejestrowano kamkorderem na taśmie VHS. Droge obrazu od sygnału optycznego do pliku komputerowego pokazano na rys. 35. Równolegle z rejestracją sygnał z kamery kierowany był bezpośrednio do monitora z celu bieżącej oceny jakości obrazu, kontroli poprawności oświetlenia itp. Rejestrowane powinny być obrazy dobrej jakości, czyli ostre i kontrastowe, co ułatwia przetwarzanie i zmniejsza błędy analizy. Do badań wykorzystano kamkorder systemu VHS, firmy Panasonic typu M25 z migawką o czasie ekspozycji 1/50, 1/500, 1/1000 s. Badane zjawiska są przepływami nieustalonymi, dlatego najlepszy okazał się czas ekspozycji wynoszący 1/500 s. Czas 1/50 s był za długi, dając obraz przebiegu zjawiska uśredniony w czasie 1/50 s, natomiast zastosowanie czasu ekspozycji 1/1000 s nie zwiększało szczegółowości uzyskiwanych obrazów, a zastosowanie tak krótkiego czasu ekspozycji wymagałoby dużo silniejszego źródła światła, co zmniejszałoby kontrastowość obrazu i komplikowałoby proces rejestracji kamkorderem. Jakość uzyskiwanych obrazów zależy od mocy, kąta ustawienia źródeł światła, skuteczności eliminacji oświetlenia obiektu światłem padającym na niego z zewnątrz oraz jakości źródeł światła użytych podczas rejestracji. Do oświetlenia obiektu zastosowano zestaw 4 lamp halogenowych o łącznej mocy 3 kW, kąt oświetlenia obiektu dobrano doświadczalnie, kierując się wskazówkami z literatury [33, 66]. Wynika stamtąd, że najlepsze efekty, w metodzie pęcherzyków wodorowych, daje oświetlenie światłem halogenowym ustawionym pod kątem 60° do kierunku obserwacji.



Rys. 35. Zestaw aparatury do rejestracji, przetwarzania i wydruku obrazu

Szkodliwe światło padające z zewnętrznych źródeł wyeliminowano przesłaniając przezroczyste powierzchnie prostopadłościennego naczynia czarnym, matowym papierem rysunkowym. Czarny papier był również zastosowany do wykonania tła, dzięki czemu obraz mógł być maksymalnie kontrastowy. Jakość obrazu zarejestrowanego kamkorderem istotnie zależy od jakości taśmy użytej do filmowania. Dlatego zastosowano kasety PRO - X (Sony), charakteryzujące się tym, że bardzo drobne ziarno nośnika magnetycznego pokrywającego powierzchnie taśmy daje możliwie dobry obraz przy odtwarzaniu.

Pierwszym etapem analizy obrazów wizualizujących przepływ jest wprowadzenie ich do pamięci komputera. Obraz z kamkordera można wprost przekazywać do komputera PC (rys. 35) rejestrując w jego pamięci wybrane obrazy bezpośrednio w czasie trwania zjawiska. Problemem jest jednak czas potrzebny na zapamiętanie obrazu, oraz pewne opóźnienie między chwilą, w której chcemy zarejestrować obraz, a chwilą uchwyconą przez komputer.

W wyniku tego trudno jest zarejestrować interesujący moment, jak również jest niemożliwa rejestracja sekwencji kilku kolejnych chwil czasowych dających pogląd na sposób przebiegu zjawiska. W praktyce do komputera, wyposażonego w kartę Screen Machine II, umożliwiającą przetworzenie obrazu, przesyłano sygnał odtwarzany z kasety przez magnetowid VHS Panasonic HD-680 wyposażony w system odtwarzania poklatkowego. Sposób ten, chociaż nieco pogarszający jakość obrazu przesyłanego do komputera, umożliwiał wybranie dokładnie tej klatki, która miała być obrabiana cyfrowo [8, 23, 45, 95, 99] i dalej drukowana, jak również wykonanie sekwencji obrazów z minimalnym krokiem czasowym 0,4 s. Przetworzony w ten sposób obraz jest drukowany na atramentowej drukarce kolorowej dużej rozdzielczości.

Stosowana metoda rejestracji i wydruku obrazu pozwala na uzyskanie obrazu pola przepływu, znalezienie szczególnych stref pola prędkości oraz określenie kierunków wektorów prędkości. Umożliwia ona również ocenę intensywności przepływów lokalnych.

Istotne znaczenie dla dokładności metody pęcherzyków wodorowych przy badaniach ilościowych mają zjawiska względnego ruchu cieczy i znacznika (traseru) wywołane wyporem hydrostatycznym. Zagadnienie to zbadał w swojej pracy Jankowski [39], gdzie wykazał, że względny ruch między pęcherzykiem wodoru i otaczającą cieczą jest pomijalnie mały. Asanuma i Takeda [3] oceniają, że nawet w przypadku przepływu poziomego zniekształcenie linii prądu spowodowane wyporem gazowego znacznika wynosi tylko (0,1 – 0,2) %. Jednak duża różnica gęstości pęcherzyka wodorowego i wody zmusza do uwzględnienia wpływu siły wyporu na ruch znacznika przy małych prędkościach przepływu (rzędu mm/s). Pionowa składowa prędkości podlega superpozycji z prędkością ruchu pęcherzyków względem cieczy i związane z tym błędy mogą być istotne.

W pracy [84] Schraub zauważa, że w ruchu trójwymiarowym, w którym występuje duży, poprzeczny do głównego kierunku ruchu, gradient prędkości i fluktuacje o dużej skali na niepewność oceny prędkości mają wpływ niepewność pomiaru przemieszczenia, efekt zmiany pola prędkości, niepewność związana z przemieszczeniem pęcherzyka poza płaszczyznę wyznaczoną przez drut elektrody, skłonność pęcherzyków do fluktuacji, niewykrywanie fluktuacji (o skali mniejszej od odległości używanych w metodzie), niereagowanie pęcherzyków na fluktuacje (o skali mniejszej od ich średnicy), niepewność wzrostu pęcherzyka, zaburzenia pola prędkości za drutem wytwarzającym pęcherzyki. Analizę całkowitej niepewności pomiaru przemieszczenia opartą na zaproponowanej powyżej metodzie przeprowadził, wcześniej cytowany, Jankowski [39] i jest ona związana ze wszystkimi, rozpatrywanymi niezależnie, źródłami jej powstania. Dzięki wszystkim tym czynnikom można oszacować całkowitą niepewność pomiaru przemieszczenia, a w efekcie błąd pomiaru prędkości cieczy. Według Jankowskiego błąd, który zależy od odległości między miejscem dokonywania pomiaru a elektrodą, nigdy nie przekracza 6,2 % (taką wartość osiąga w odległości 40 średnic drutu). W takiej sytuacji istotne jest znalezienie optymalnych warunków pomiaru, czyli optymalnego czasu, pozwalającego na zminimalizowanie niepewności w danym przypadku pomiarowym. Analiza niepewności pozwoliła ocenić, że nawet w trudnych warunkach pomiarowych, metoda linii czasowych prowadzi do pomiarów prędkości z błędem nie większym niż 4 %, na poziomie ufności 95 %. W większości przepływów ta dokładność może być większa.

4.3.2. Metoda z zastosowaniem anemometrii laserowej (LDA)

Do badań prędkości miejscowej – uśrednionej i składowej wzdłużnej prędkości fluktuacyjnej – przed i za kryzą zastosowano dopplerowski anemometr laserowy (LDA) jednokanałowy wykorzystujący modulację natężenia fali świetlnej. Zasada jego działania

odbiega nieco od klasycznego układu dopplerowskiego polegającego na modulacji częstotliwości fali świetlnej (klasyczne zjawisko Dopplera), a bazuje na efekcie interferencyjnym [24]. W układzie optycznym anemometru promień emitowany z lasera zostaje rozszczepiony na dwie wiązki o jednakowej intensywności. Przecięcie wiązek w jednym punkcie powoduje powstanie prążków interferencyjnych. Poruszająca się cząstka posiewu, zawieszona w płynie, przecinając prostopadle prążek interferencyjny rozprasza światło, którego intensywność zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do czasu przejścia cząstki przez jeden prążek interferencyjny [24]. Powstająca w miejscu przecięcia wiązek lasera przestrzeń pomiarowa ma kształt eliptyczny, a prążki interferencyjne w zależności od miejsca, w którym powstają mają różną długość, przy zawsze stałej szerokości. Rozpoczęcie pomiaru prędkości następuje w chwili, gdy cząstka posiewu, zawieszona w płynie, dostanie się w przestrzeń pomiarową i przepływając w poprzek prążków generuje sygnał światła odbitego wychwytywany przez fotopowielacz sondy anemometru. Procesor FVA zlicza sygnały wygenerowane przez cząstkę analizując, czy cząstka przecięła wystarczającą liczbę prążków, żeby pomiar miał wystarczającą dokładność. Jeżeli jest ona zbyt mała lub pomiar jest skażony innymi wadami, procesor decyduje o jego odrzuceniu. Aby umożliwić pomiar prędkości bliskich zeru i przy zerowych prędkościach, częstotliwość światła laserowego między wiązkami jest przesunięta o 40 MHz. Dzięki temu prążki w przestrzeni pomiarowej nieustannie przesuwają się, co umożliwia wychwycenie cząstek poruszających się z bardzo małymi prędkościami lub pozostających w bezruchu. Ponieważ pomiar prędkości jest uzależniony od cząstek zawartych w płynie (tj. znaczników posiewu), zatem ich własności są ważnym czynnikiem wpływającym na dokładność pomiaru. Podobnie jak w metodzie pęcherzyków wodorowych, powinny być na tyle małe i nieważkie, aby wiernie odzwierciedlać ruchy płynu, a równocześnie być odpowiednio duże, by dawać wystarczająco silny sygnał światła odbitego, aby został on wychwycony przez fotopowielacz.

W pomiarach prędkości przepływów okresowych, w tym pulsujących, pewnym utrudnieniem jest moment rozpoczęcia pomiaru przez anemometr w chwili pojawienia się cząstki w przestrzeni pomiarowej. W takim układzie zsynchronizowanie rozpoczęcia pomiaru z właściwą fazą pulsatora jest niemożliwe. Dlatego też, zamiast rozpoczynać pomiar we właściwej chwili, stosuje się układ informujący anemometr, w jakiej fazie cyklu pulsacji dany pomiar się rozpoczął. Anemometr w trakcie pomiarów przyporządkowuje każdemu pomiarowi fazę cyklu zakodowaną liczbą impulsów dostarczonych przez enkoder po ostatnim sygnale zerującym. Enkoder jest dodatkowym przyrządem sprzęgającym pulsator z anemometrem. Jego zadaniem jest generowanie dwóch rodzajów sygnałów. Jeden, to impulsy związane z przemieszczeniem mechanicznym np. obrotów tarczy pulsatora, których liczba może być nawet powyżej 3000 na jeden cykl, a drugi to sygnał zerujący, generowany jeden raz w cyklu i wyznaczający początek cyklu.

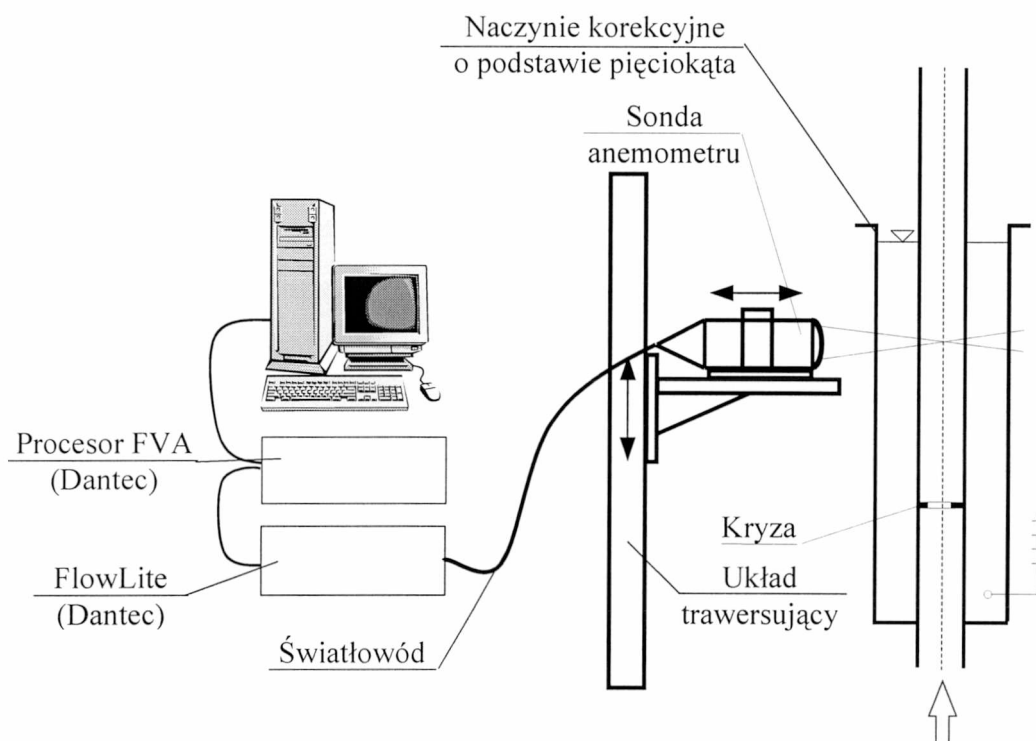
Na rysunku 36 schematycznie przedstawiono dodatkowe wyposażenie stanowiska (przedstawionego na rysunku 30) w badaniach metodą anemometrii laserowej.

W celu uniknięcia niekontrolowanego załamania promienia światła laserowego na zakrzywionej powierzchni rury, odcinek pomiarowy obudowano, wypełnionym wodą, przezroczystym naczyniem korekcyjnym w kształcie graniastosłupa o podstawie pięciokątą. W ten sposób, wobec zbliżonych współczynników załamania światła wody i szkła organicznego, promień lasera załamuje się tylko na granicy powietrza i szkła. Nie występuje też szkodliwe odbicie światła od przeciwległej ściany naczynia korekcyjnego.

Ponieważ praca pompy powodowała wzrost temperatury wody obiegu, zastosowano niewielką jej wymianę w zbiorniku cyrkulacyjnym. W podobny sposób zapobiegano podgrzewaniu się wody (od powietrza atmosferycznego) w naczyniu korekcyjnym. Utrzymywanie jednakowej temperatury wody w rurze i naczyniu korekcyjnym zapobiegało ruchom konwekcyjnym w naczyniu i rurze. Po umieszczeniu 5 termopar w najważniejszych

miejscach układu i doświadczalnym ustawieniu strumieni objętości dopływającej świeżej wody, uzyskano jej stałą i jednakową temperaturę w czasie pomiarów. Posiew, stanowiły cząstki znajdujące się w wodzie wodociągowej (w tym głównie pęcherzyki rozpuszczonych gazów), a ciągła wymiana wody była źródłem nowego posiewu.

Anemometr laserowy stosowany podczas badań, wyposażony w laser helowo-neonowy (He-Ne) o mocy 10 mW, emituje światło o długości 632,8 nm (światło czerwone) uzyskując przy ogniskowej 160 mm przestrzeń pomiarową o wymiarach $dx = 0,096$ mm; $dy = 0,095$ mm; $dz = 0,810$ mm. Obszar pomiarowy wypełnia 35 prążków interferencyjnych o szerokości 2,683 μ m każdy [29].



Rys. 36. Schemat obszaru obserwacji w badaniach z zastosowaniem anemometrii laserowej

Elementem stanowiska, który umożliwił precyzyjne ustawienie sondy anemometru w punkcie pomiarowym jest układ trawersujący. Jego sztywna konstrukcja i pewne zamocowanie sondy muszą zapewnić stałe, ściśle określone, położenie sondy w trakcie trwania pomiaru, jak również łatwe i dokładne jej przesunięcie w nowe położenie po zakończeniu pomiaru. Układ trawersujący, zbudowany i zastosowany w pomiarach, umożliwia przesuw sondy w dwóch ortogonalnych kierunkach: w pionowym, w którym ustalana jest odległość przekroju pomiarowego od kryzy i w poziomym, w którym określane jest położenie punktów na średnicy rury. W kierunku pionowym wystarczającą precyzją jest ustawienie pozycji z niepewnością nie przekraczającą 0,04%, a dla poziomego, gdzie wymagana jest większa precyzja, niepewność ustawienia nie przekracza 0,013%.

Zadaniem enkodera, zamontowanego na stanowisku (rys. 30), jest przetwarzanie informacji o stanie fizycznym pulsatora (kącie położenia koła zamachowego pulsatora), i przekazywanie jej w postaci elektronicznej do procesora anemometru laserowego. Układ enkodera został specjalnie zaprojektowany i wykonany dla potrzeb prowadzonych pomiarów. Na kole pulsatora zamontowano pierścień z otworkami wykonanymi na obwodzie (w równej odległości od siebie). Po jednej stronie tarczy umieszczono oświetlacz, a po drugiej fotodiode odczytującą impulsy modulowane przez obracającą się tarczę. Ze względu na dużą częstotliwość obrotów sygnał zerujący, który jest niezbędny do wskazania procesorowi

anemometru punktu początkowego fazy, nie mógł być generowany przez stycznik mechaniczny. Dlatego też wykonano mikroprocesorowy układ zliczający impulsy z fotodiody i porównujący ich liczbę z zadaną wartością. W momencie przekroczenia tej wartości, generowany zostaje sygnał zerujący dla procesora anemometru laserowego. Taka metoda określania punktu zerowego jest bardzo wrażliwa na gubienie impulsów przez licznik, co prowadzi do przesuwania punktu zerowego po każdym zgubieniu. Dlatego też cały układ został dokładnie przetestowany pod tym kątem z zastosowaniem częstotliwości pulsacji występujących w pomiarach, jak i znacznie je przekraczających, zarówno w stronę wyższych częstotliwości, jak i niższych. W wyniku tych testów stwierdzono niezawodność wykonanego układu, potwierdzoną w trakcie badań.

Dane pomiarowe z programu komputerowego obsługującego anemometr laserowy wyprowadzane są w postaci pliku tekstowego. Każda seria dotycząca jednego punktu pomiarowego zapisywana jest w oddzielnym pliku tekstowym i zawiera wartości prędkości chwilowej i odpowiadającą jej współrzędną położenia pulsatora. Aby wykonać zestawienia wyników i wykresy należy poddać dane dalszej obróbce w arkuszu kalkulacyjnym. Arkusz kalkulacyjny umożliwia ich zestawienie z wielu punktów pomiarowych w serie i graficzne ich opracowanie. Przepływ pulsujący wymaga bardziej skomplikowanej obróbki wyników. Każda seria dotycząca jednego punktu w przepływie pulsującym zawiera dane o prędkościach we wszystkich fazach. W związku z tym należy je posegregować względem faz pulsacji, a następnie wybrać te, które mają być w dalszych etapach rozpatrywane.

Z tak przygotowanych wstępnie wyników pomiarów, stanowiących bazę danych, wyznaczono średnią arytmetyczną wszystkich prędkości, jako prędkość miejscową – uśrednioną w danym punkcie pomiarowym (również w danej fazie). Następnie wyznaczono średnie kwadratowe odchylenie od tej wartości uśrednionej określające wzdłużną składową intensywności fluktuacji prędkości. Umieszczając na wspólnym wykresie prędkości uśrednione w punktach należących do tego samego przekroju przepływowego w tej samej fazie, uzyskano profil prędkości uśrednionych w danym przekroju. W podobny sposób uzyskano rozkłady wzdłużnej składowej intensywności fluktuacji prędkości.

Aby porównać ze sobą profile zmierzone dla różnych liczb Reynoldsa i różnych częstotliwości pulsacji sprowadzono je do postaci bezwymiarowej odnosząc do prędkości średniej obliczonej z równania ciągłości przepływu $U_0 = q_v/(\pi D^2/4)$.

Odległość przekroju pomiarowego od kryzy odnoszono do średnicy rury (x/D), zaś promień bezwymiarowy ($r/(D/2)$) sprowadzono do przedziału $[0, 1]$. Składową wzdłużną intensywności fluktuacji prędkości wyznaczono z zależności

$$\varepsilon = u'/U_0,$$

gdzie: u' – jest średnim kwadratowym odchyleniem od wartości średniej (składową wzdłużną fluktuacji prędkości):

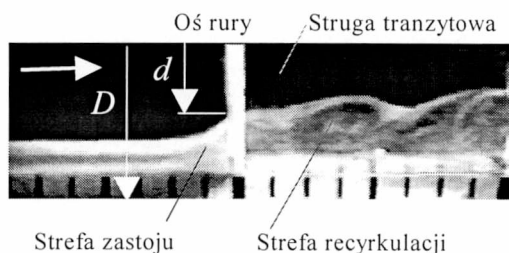
$$u' = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k (U - \bar{U})^2}{k \cdot (k-1)}},$$

w której: $\bar{U}$ – jest średnią arytmetyczną k pomiarów w danym punkcie (zwaną dalej – prędkością uśrednioną).

5. Wyniki badań doświadczalnych i ich analiza

5.1. Analiza struktury przepływów w rurze z kryzą na podstawie wizualizacji

Analizując pulsujący przepływ przez rurę ze zmianą przekroju (rurę z kryzą) porównywano obrazy strugi tranzytowej uzyskane w różnych warunkach przepływu przed i za kryzą oraz ich zasięgi stref zastoju i recyrkulacji przedstawione schematycznie na rys. 37.

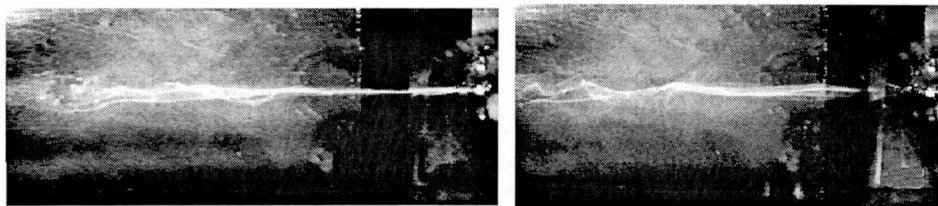


Rys. 37. Szkic obrazu przepływu przez rurę z kryzą

W badaniach wizualizacji przepływów metodą pęcherzyków wodorowych w przepływie ustalonym ($n = 0$), pęcherzyki wodorowe są równomiernie zmywane z elektrody po osiągnięciu wymiarów krytycznych. Przepływ pulsujący zmienia warunki wizualizacji. W przepływie z częstotliwością różną od zera, ze względu na zmienną prędkość chwilową, pęcherzyki są zmywane okresowo. W czasie, gdy prędkość jest minimalna, w bezpośrednim sąsiedztwie i na elektrodach gromadzą się pęcherzyki, po czym wzrastająca prędkość zabiera je w postaci prążka podążającego z czołem fali. W dalszej części cyklu pęcherzyki, ze względu na dużą prędkość opływu elektrody, są drobniejsze i o mniejszej gęstości rozkładu, a zatem słabo widoczne. Z tych powodów obraz daje nieco mniej informacji o zjawisku, zostaje on rozmyty na krótszej drodze, niż uzyskany dla przepływu ustalonego.

5.1.1. Testowanie metody

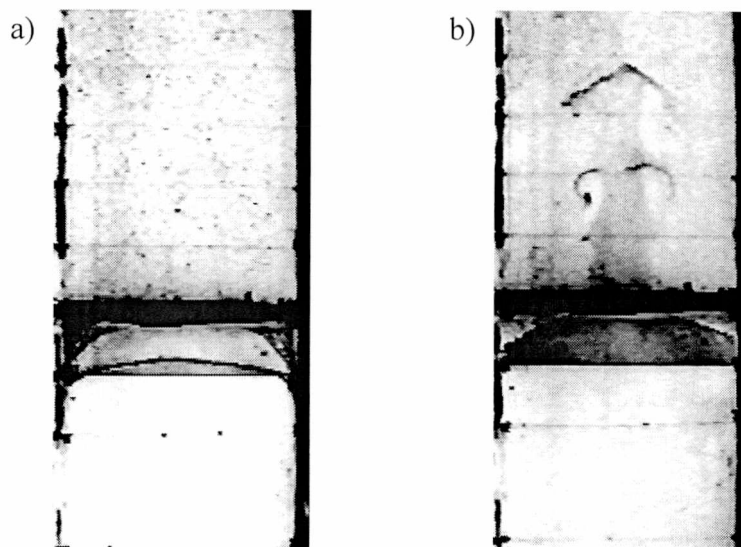
Badania rozpoczęto od potwierdzenia danych z literatury [39] dotyczących błędu spowodowanego unoszeniem pęcherzyków wodorowych w wodzie na skutek różnicy gęstości (rys. 38). W tym celu wykonano próby testowe w kanale prostokątnym poziomym podczas przepływu wody z prędkością 30 mm/s. Nie zauważono zjawiska unoszenia pęcherzyków. Czoło wizualizowanej strugi porusza się prawie poziomo, a jej zafalowania i rozmycia konturu są wynikiem turbulencji.



Rys. 38. Zarejestrowany wynik testu

5.1.2. Kształt strumienia przed kryzą

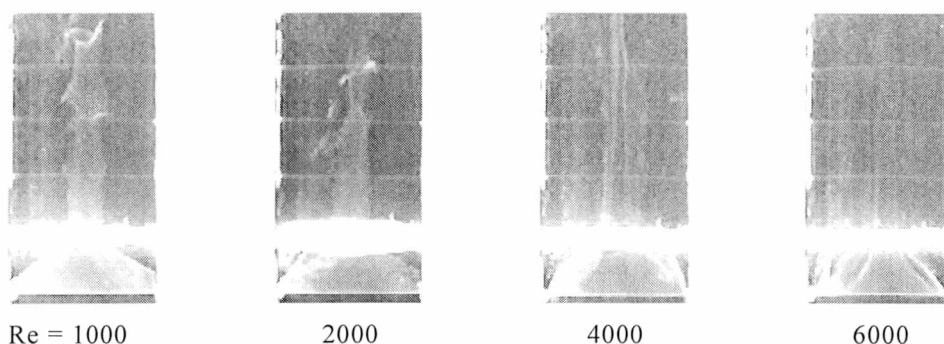
Wybrane do analizy obrazy wykonano generując znacznik z elektrody położonej w odległości $D/4$ przed kryzą. Generowanie na tej elektrodzie pęcherzyki w pierwszym kroku czasowym obrazują profil prędkości w rurze bezpośrednio przed kryzą (rys. 39a), a w dalszych krokach czasowych ewolucję strugi za kryzą (rys. 39b).



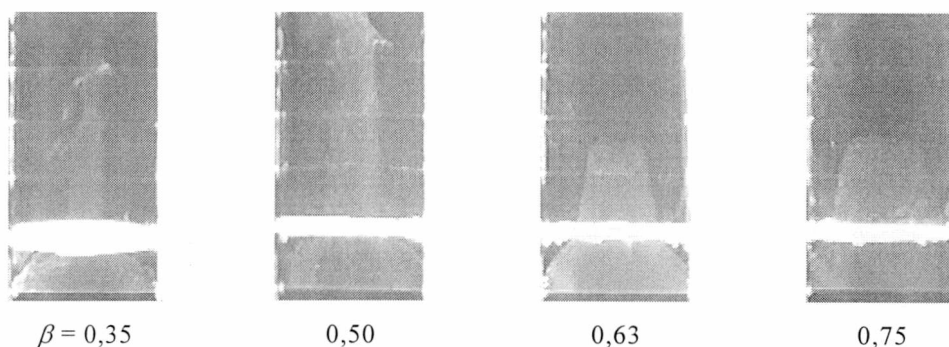
Rys. 39. Obrazy w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,35$:
a – obraz profilu prędkości bezpośrednio przed kryżą;
b – obraz ewoluującej strugi za kryżą po kilku krokach czasowych

Zarejestrowany obraz strugi przed kryżą przedstawia profil prędkości niezaburzonego ustalonego przepływu przez rurę. Wsteczne oddziaływanie kryży na profil prędkości zauważono w odległości $(D/4 - D/2)$ przed nią, a w narożach ściany i kryży powstaje mała strefa zastoju.

W przepływie pulsującym kształt tej strefy zmienia się wraz z prędkością strugi dopływającej. Porównując obrazy obszaru przed kryżą dla różnych liczb Reynoldsa (rys. 40), można zauważyć, iż wraz ze wzrostem Re strefy zastoju maleją, stają się bardziej płaskie, ale ciągle przylegają do całej szerokości kryży (rys. 40). Zasięg tych stref, jest zależny od Re i w badanym zakresie przepływów utrzymuje się w przedziale $(2/8 - 3/8) D$ przed kryżą. Przewężenie kryży również w istotny sposób wpływa na kształt stref zastoju (rys. 41) i wraz z przewężeniem kryży wymiar promieniowy strefy rośnie.



Rys. 40. Obrazy stref zastoju przed kryżą o $\beta = 0,35$ w przepływie ustalonym o różnych liczbach Reynoldsa



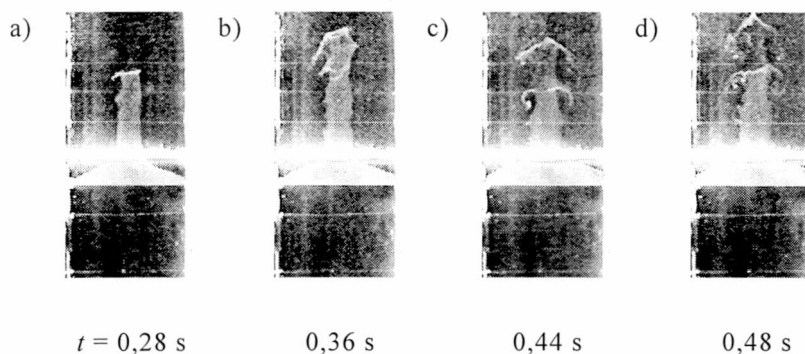
Rys. 41. Obrazy stref zastoju przed kryzą o różnych przewężeniach β w przepływie ustalonym o $Re = 2000$

Powyższe parametry, decydujące o kształcie i zasięgu stref zastoju przed kryzą, kształtują profil prędkości przed nią.

5.1.3. Kształty strugi za kryzą

Na rysunkach od 42 do 91 przedstawiono i przeanalizowano obrazy wielkoskalowych struktur wirowych powstających za kryzami podczas ustalonego i pulsującego przepływu płynu w przewodzie (dla liczb Strouhala od 0 do 10,9). Obrazy strugi za kryzą pokazują granicę rozdziału dwóch obszarów o różnej prędkości: strugi tranzytowej i strefy przepływów powrotnych (recyrkulacji). Granica ta, z racji rozdziału obszarów o zdecydowanie różniącej się prędkości (co do wartości i kierunku) jest niestabilna (niestabilność Kelvina-Hemholtza), co powoduje, że jest wrażliwa na nawet małe zaburzenie generujące na jej powierzchni struktury wirowe. Wskutek tego początkowo gładka granica rozdziału przybiera skomplikowane kształty. Ze względu na przypadkowość występowania zaburzeń, kształt granicy w przepływie bez pulsacji jest zmienny, losowy i najczęściej niepowtarzalny.

Na rysunku 42 widać, że struga, o początkowo gładkiej granicy rozdziału, na skutek zaburzenia traci równowagę, co powoduje początkowo tylko załamanie granicy, a w dalszych etapach jej zawijanie. Widać również, że kształt strugi podlega pewnym oddziaływaniom kształtującym, gdyż początkowo niesymetryczna struktura (rys. 42a i 42b) w dalszych krokach czasowych dąży do pewnej symetrii widocznej na rysunku 42c i 42d.



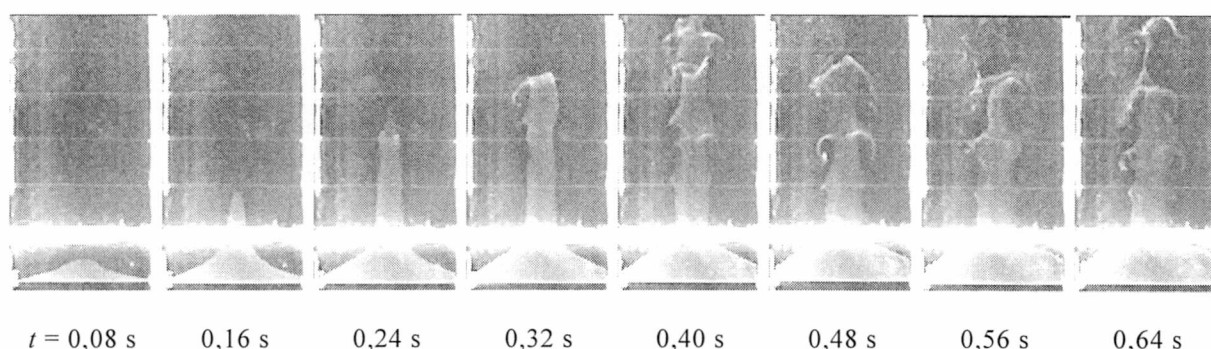
Rys. 42. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez rurę z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,35$

Do powstającej struktury wirowej zasysany jest płyn z obu rozdzielanych obszarów, co można dostrzec na rys. 42c i 42d. Składowe ruchu fluktuacyjnego towarzyszące przepływowi turbulentnemu powodują stopniowe rozmywanie znacznika i zanikanie wyrazistości obrazu

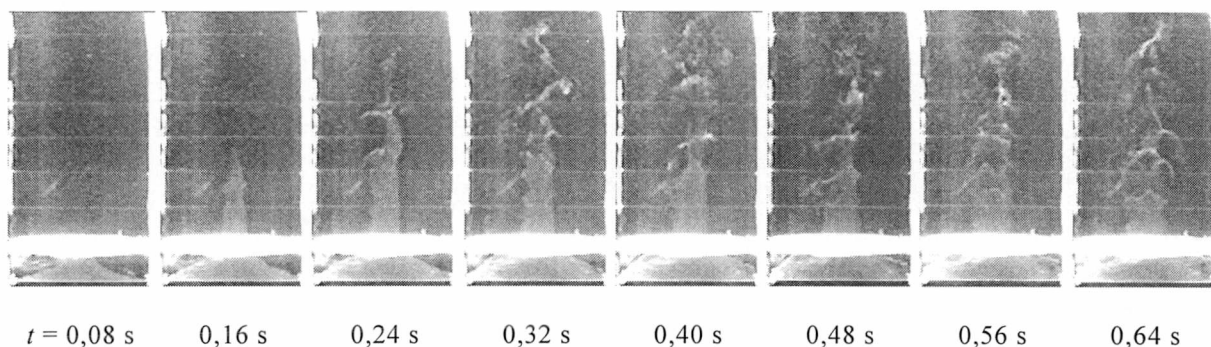
(zanik kontrastu). Szybkość rozmywania znacznika jest proporcjonalna do liczby Reynoldsa i przy przepływach z większymi prędkościami efekt rozproszenia znacznika występuje szybciej i wyraźniej.

Wpływ liczby Reynoldsa na obraz strugi za kryzą o przewężeniu $\beta = 0,35$ w przepływie ustalonym pokazują rysunki 43 – 46. Dla badanych przepływów o różnych liczbach Reynoldsa wykonano obrazy w tych samych (podanych na rysunkach) chwilach czasowych od momentu włączenia elektrody. Z wymiarów geometrycznych kryzy o przewężeniu $\beta = 0,35$ wynika, że liczba Reynoldsa odniesiona do otworu kryzy jest 2,86 razy większa od liczby Reynoldsa odniesionej do średnicy rury. Dlatego też nawet dla $Re = 1000$ w otworze kryzy może wystąpić przepływ turbulentny ($Re_d = 2900$).

Jak widać (rys. 43 i 44), wzrost liczby Reynoldsa z 1000 do 2000 ($Re_d = 2900$ do $Re_d = 5700$) spowodował, że struktury powstające na granicy rozdziału są bardziej rozciągnięte w kierunku przepływu i komplikuje się ich kształt.



Rys. 43. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,35$

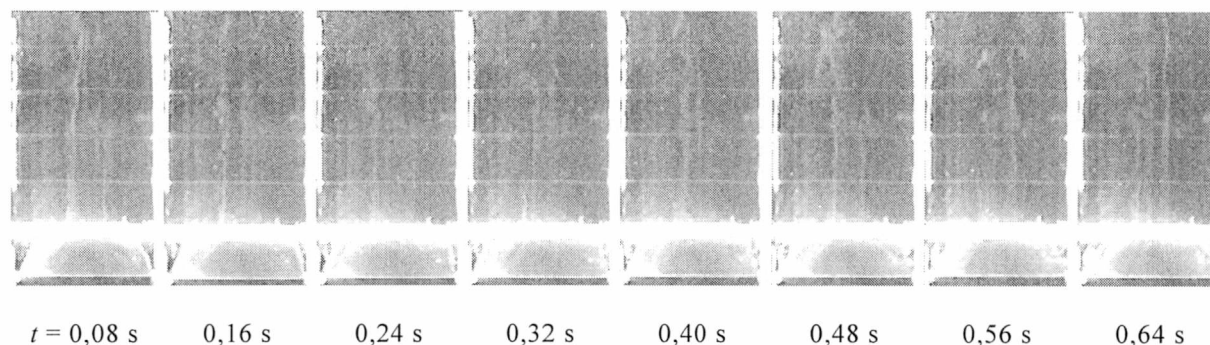


Rys. 44. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,35$

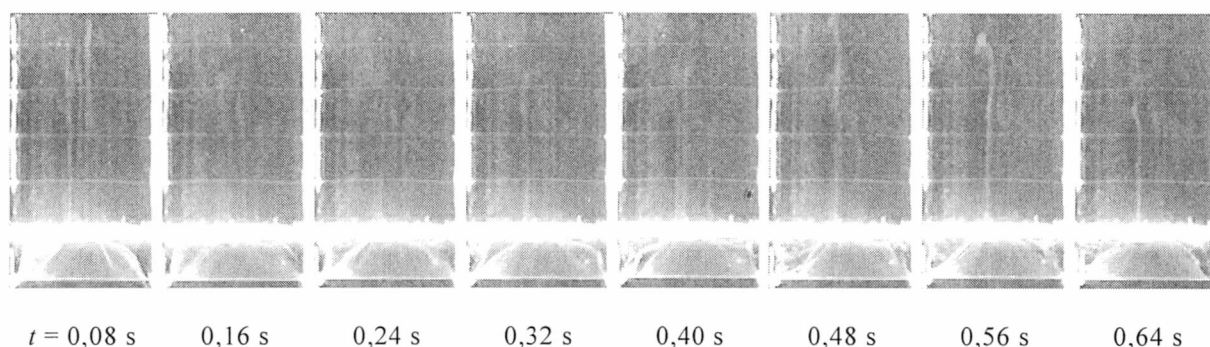
Wzrost prędkości strugi tranzytowej zwiększa gradient prędkości na granicy obszarów, przez co powierzchnia graniczna jest bardziej podatna na zaburzenie. Po czasie 0,16 s i 0,24 s dla $Re = 1000$ (rys. 43) granica strugi jest w równowadze, podczas gdy dla $Re = 2000$ (rys. 44) występują zaburzenia i deformacje już po czasie 0,16 s. Kolejne kroki czasowe (rys. 43 i 44) wskazują na kształtowanie się struktur wirowych i tak dla $Re = 1000$ widać gładką ciągłą granicę zmieniającą swoje kształty w sposób łatwy do prześledzenia. Natomiast dla przepływu o $Re = 2000$ struktury są bardziej skomplikowane, rdzeń strugi jest postrzępiony z wyraźnymi śladami oddziaływania i wpływu na strugę tranzytową struktur ukrytych w strefie recyrkulacji. Zauważa się ponadto, że dla $Re = 1000$ rozwinięte struktury wirowe

występują dopiero w odległości nie mniejszej niż $3/8 D$ za kryzą, natomiast dla $Re = 2000$ zarysowują się one już w odległości $2/8 D$.

Dalszy wzrost liczby Re powoduje zmniejszenie czytelności obrazu z powodu szybszego rozpraszania znacznika. Widać to wyraźnie na prezentowanych sekwencjach obrazów (rys. 45 i 46), gdzie dla liczb $Re = 4000$ ($Re_d = 11000$) i 6000 ($Re_d = 17000$) znacznik jest praktycznie rozpraszany natychmiast za kryzą, co może świadczyć o wzroście intensywności zaburzenia granicy strugi prowadzącego do wymieszania płynu obu obszarów lub o pewnej granicy stosowalności wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych. W związku z rozpraszaniem znacznika dla $Re = 4000$ i 6000 trudno jest określić kształt i cechy charakterystyczne struktury.

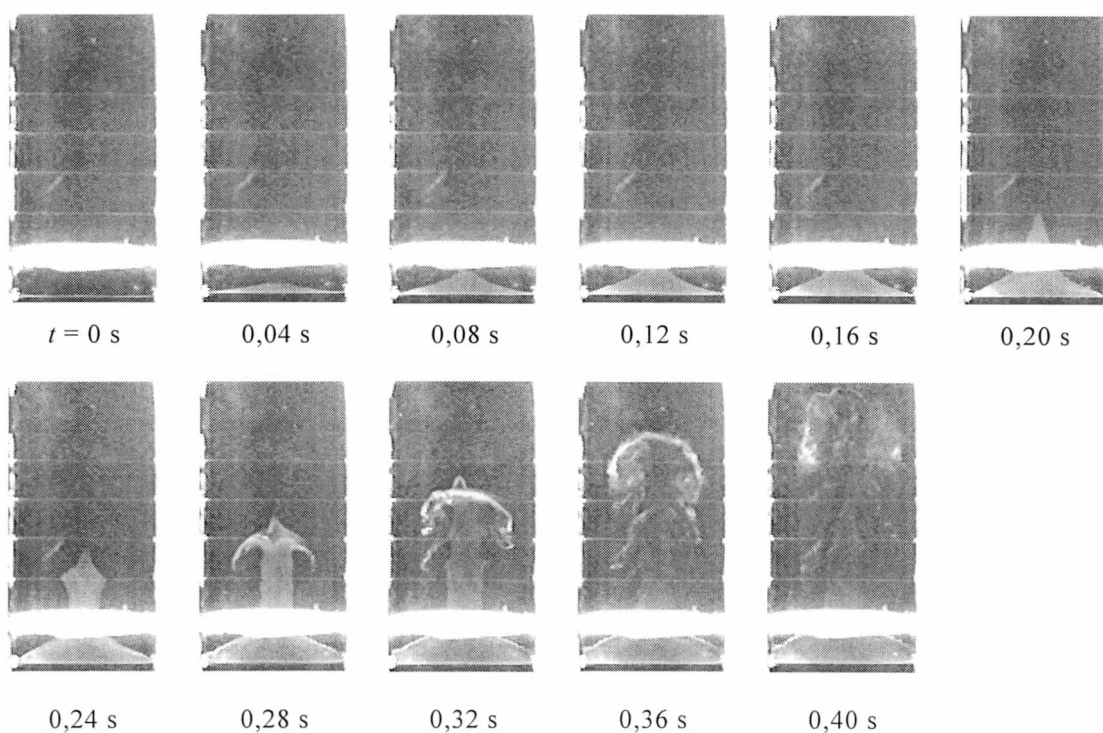


Rys. 45. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 4000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,35$



Rys. 46. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 6000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,35$

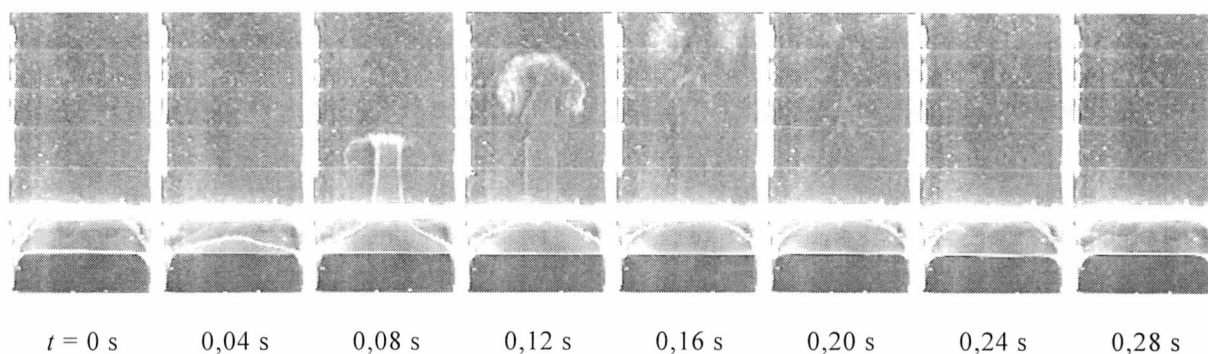
Wprowadzenie do przepływu pulsacji o częstotliwości $n = 2,50$ Hz (rys. 47) powoduje usystematyzowanie generowania struktur. Zaczynają one powstawać zawsze w jednej fazie cyklu (wzrostu prędkości), a w fazie spadku prędkości i minimalnej prędkości w cyklu następuje ich rozwój w kierunku promieniowym. Pokazana na rysunku 47 sekwencja obrazów dla jednego cyklu pulsacji ukazuje powstawanie struktur wirowych za kryzą. Dla zadanej częstotliwości, pełen cykl pulsacji wymaga czasu $0,4$ s. Początkowe 6 kadrów pokazuje kształty strugi przed kryzą oraz jej wsteczne oddziaływanie powodujące deformację profilu poprzez przyspieszenie (wyciągnięcie) strugi w osi rury w świetle otworu kryży (obraz po czasie $0,20$ s). Na pozostałych pięciu obrazach widać ewolucję strugi za kryzą. Po czasie $0,24$ s na zwartej granicy strugi pojawiają się zaczątki zaburzenia, przy czym są one symetryczne. Następny obraz (po $0,28$ s) pokazuje rozwój tych zaburzeń nadal symetrycznych i zwartych. Obserwując te dwa kadry odnosi się wrażenie, że powierzchnia rozdziału jest kształtowana przez strukturę wirową znajdującą się w strefie recyrkulacji, a nie ujawnioną znacznikiem. Również fakt symetrii tego zaburzenia sugeruje, że ta struktura jest symetrycznie przestrzenna, obejmująca z zewnątrz strugę. Po kolejnych czasach ($0,32$; $0,36$;



Rys. 47. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,35$ (w pełnym cyklu pulsacji)

0,40 s) obserwuje się utratę tej symetrii i pojawienie się silnych zaburzeń uwidocznionych w postaci rozproszenia znacznika w obszarze struktur. Zauważyć jednak należy, że kolejnym krokom czasowym towarzyszy oddalanie się struktur od powierzchni kryzy i podążanie wraz z przepływem.

Obserwując obrazy przepływu strugi z nałożoną pulsacją o częstotliwości $n = 3,75$ Hz (rys. 48) zauważa się przyspieszenie procesu formowania struktur w porównaniu z częstotliwością 2,50 Hz. Sam cykl pulsacji odpowiadający zadanej częstotliwości, trwa 0,28 s, a formowanie się kształtu strugi przed kryzą, pokazane na dwóch pierwszych obrazach, trwa około 0,06 s.

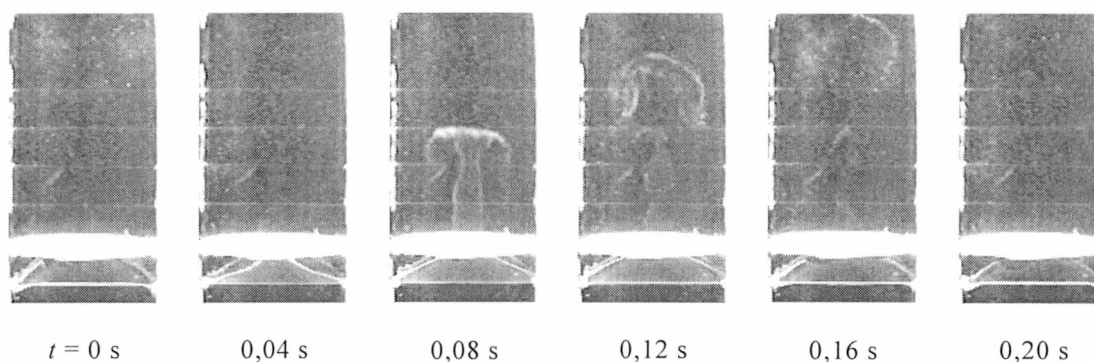


Rys. 48. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 3,75$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,35$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Obraz strugi po czasie 0,08 s pokazuje formowanie się podobnej symetrycznej struktury, jaka była obserwowana dla częstotliwości 2,50 Hz. Powstaje ona również w tej samej odległości od kryzy ($0,25 - 0,5 D$), jednak ze względu na zdecydowanie większą prędkość strugi

tranzytowej nie można obserwować jej ewolucji. Następny obraz (po czasie 0,12 s) przedstawia strukturę już rozwiniętą i z mocno rozproszonym znacznikiem. Można jednak zauważyć, że rdzeń strugi za oddalającą się strukturą wirową jest gładki aż do odległości $0,5 D$, w tej to odległości widać ślad wgryzającej się struktury ze strefy recyrkulacji. Dalsze obrazy cyklu nie wnoszą żadnych informacji ze względu na całkowite rozproszenie znacznika w przekroju rury. Jedynie obrazy uzyskane dla czasów 0,24 i 0,28 s ukazują w obszarze przed kryzą pojawienie się przepływu powrotnego przez otwór kryzy. Znamienne jest to, że maksymalna prędkość przepływu powrotnego nie występuje w osi rury, ale w pobliżu krawędzi kryzy (0,28 s).

Nałożenie na przepływ główny pulsacji o częstotliwości 5,0 Hz skraca czas jednego cyklu pulsacji do 0,20 s. Przepływ cieczy od elektrody położonej w odległości $0,25 D$ przed kryzą do kryzy trwa 0,04 s. Po czasie 0,08 s od włączenia elektrody struga ma uformowaną strukturę wirową w kształcie torusa i trudno określić w jakiej odległości od kryzy nastąpiło jej formowanie się. Na obrazie uzyskanym po czasie 0,12 s widać rozwiniętą strukturę wirową, oraz rdzeń strugi, podobnie jak w przypadku częstotliwości wymuszania 3,75 Hz, z wyraźnymi, tym razem dwoma, symetrycznymi śladami oddziaływania struktur ze strefy recyrkulacji. Ślady te występują w odległości $0,25 D$ i pomiędzy $0,5$ i $0,75 D$ od kryzy. Na obrazie uzyskanym po czasie 0,16 s widać zanikającą strukturę (wskutek rozproszenia znacznika), a po czasie 0,20 s znacznik został całkowicie rozproszony.

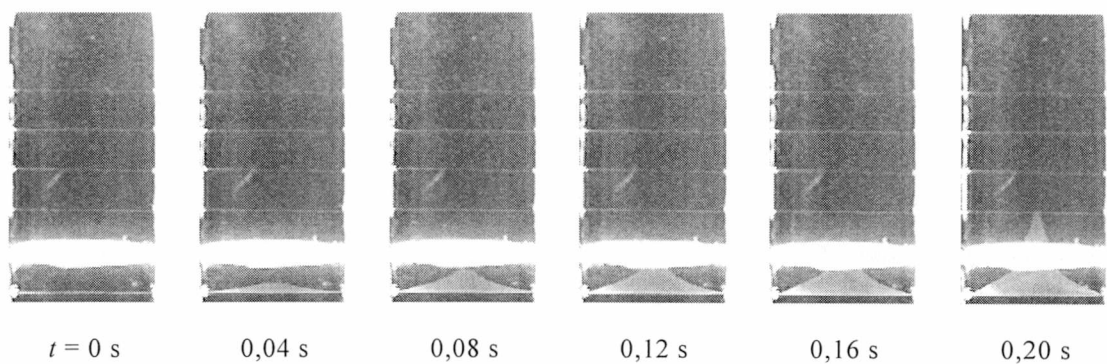


Rys. 49. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 5,0$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,35$ (w pełnym cyklu pulsacji)

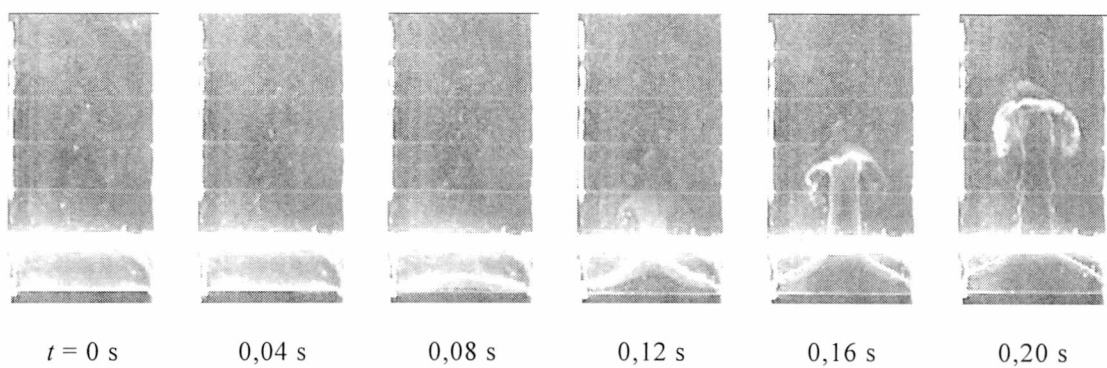
Celem oceny wpływu liczby Reynoldsa na strukturę strugi w przepływie pulsującym o częstotliwości oddziaływania okresowego $n = 2,50$ Hz, zestawiono sekwencje obrazów wykonanych podczas przepływu przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,35$ (rys. 50 - 53).

Porównując dwie pierwsze sekwencje zauważa się, że po analizowanym czasie (0,20 s) podczas przepływu z $Re = 1000$ (rys. 50) za kryzą nie uformowała się żadna struktura wirowa, podczas gdy dla $Re = 2000$ (rys. 51) widoczna jest już ona dobrze rozwinięta. W porównaniu z przepływem ustalonym (rys. 43 - 44) wpływ wzrostu liczby Reynoldsa na stopień rozwoju struktur za kryzą jest tutaj bardziej wyraźny.

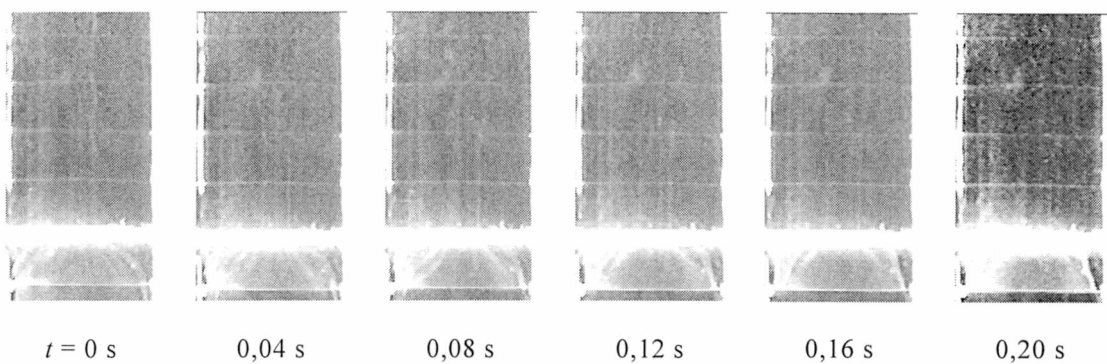
Dla przepływów o $Re = 4000$ i 6000 (rys. 52 - 53) ze względu na rozproszenie znacznika (podobnie jak w przepływie ustalonym) nie można stwierdzić żadnej zależności.



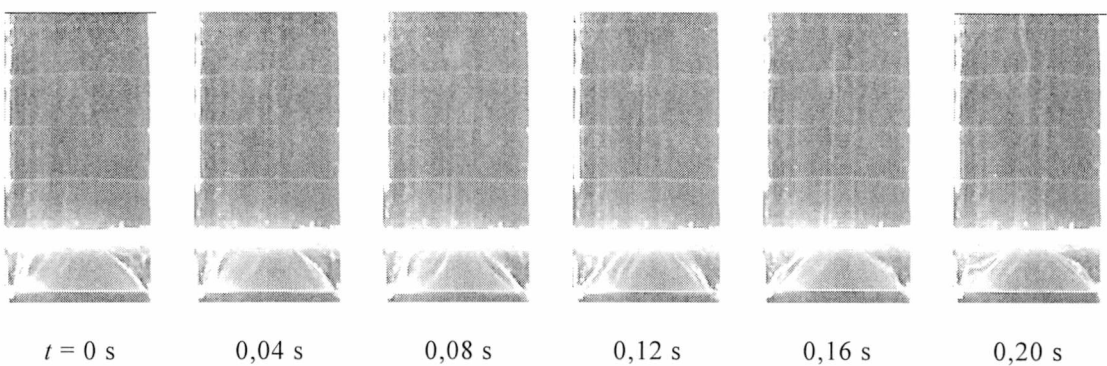
Rys. 50. Obrazy strugi w przepływie pulsującym ($n = 2,50 \text{ Hz}$) o $\text{Re} = 1000$ przez kryzę o $\beta = 0,35$



Rys. 51. Obrazy strugi w przepływie pulsującym ($n = 2,50 \text{ Hz}$) o $\text{Re} = 2000$ przez kryzę o $\beta = 0,35$



Rys. 52. Obrazy strugi w przepływie pulsującym ($n = 2,50 \text{ Hz}$) o $\text{Re} = 4000$ przez kryzę o $\beta = 0,35$

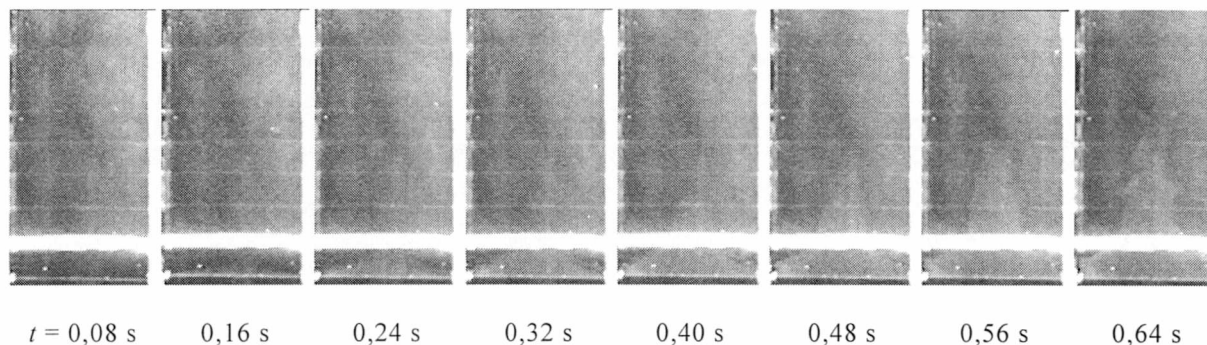


Rys. 53. Obrazy strugi w przepływie pulsującym ($n = 2,50 \text{ Hz}$) o $\text{Re} = 6000$ przez kryzę o $\beta = 0,35$

Podczas przepływu pulsującego z nałożoną częstotliwością $n = 2,50$ Hz na przepływ o $Re = 2000$ oszacowano wymiary powstających struktur. Zauważono, że średnica podziałowa pierścienia torusa w zależności od odległości od kryzy zmienia się w zakresie $(0,34 - 0,5) D$, co odpowiada $(0,97 - 1,43) d$, przy czym rośnie ona wraz z odległością od kryzy, jak również ze wzrostem liczby Reynoldsa. Średnica torusa dla kryzy o przewężeniu $\beta = 0,35$ wynosi $0,2 D$ ($0,57 d$) i odpowiada średnicy niezdeformowanej strugi wypływającej z otworu kryzy.

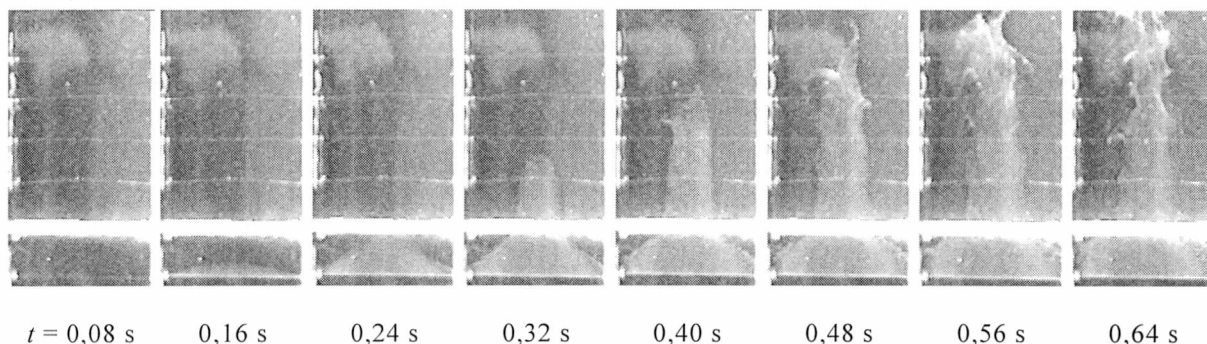
Wpływ liczby Reynoldsa na obraz strugi za kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$ w przepływie ustalonym pokazują rysunki 54 – 57. Dla wszystkich liczb Reynoldsa wykonano obrazy w tych samych, podanych na rysunkach, czasach od momentu włączenia elektrody.

Można zauważyć, że w przepływie o $Re = 1000$ ($Re_d = 2000$) struga zachowuje gładką granicę rozdziału jeszcze po czasie $0,48$ s (rys. 54). Po czasie $0,56$ s powstają pierwsze symetryczne zaburzenie w odległości $0,25 D$ za kryzą, a po czasie $0,64$ s struktura strugi rozwija się i odsuwa od kryzy (odległość $3/8 D$).



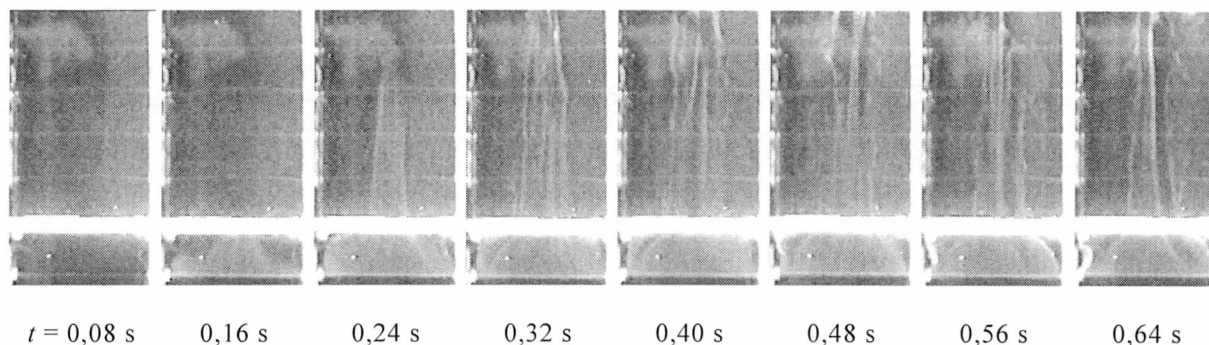
Rys. 54. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,50$

Zwiększenie liczby Reynoldsa do 2000 ($Re_d = 4000$) wpływa na szybsze formowanie się obrazu strugi za kryżę (rys. 55). Struga zachowuje gładką granicę do czasu $0,32$ s, a czoło strugi tranzytowej – bez utraty stabilności granicy – przemieszcza się dalej od kryzy. Obraz uzyskany po czasie $0,40$ s pokazuje powstające niesymetryczne zaburzenie granicy strugi w odległości $5/8 D$, a dalszy jej rozwój przebiega niesymetrycznie i chaotycznie. Równocześnie z powstaniem tej chaotycznej struktury czoła, na granicy bocznej strugi (w odległościach od $3/8 D$ do czoła) powstają zaburzenia o charakterze prawie symetrycznym.

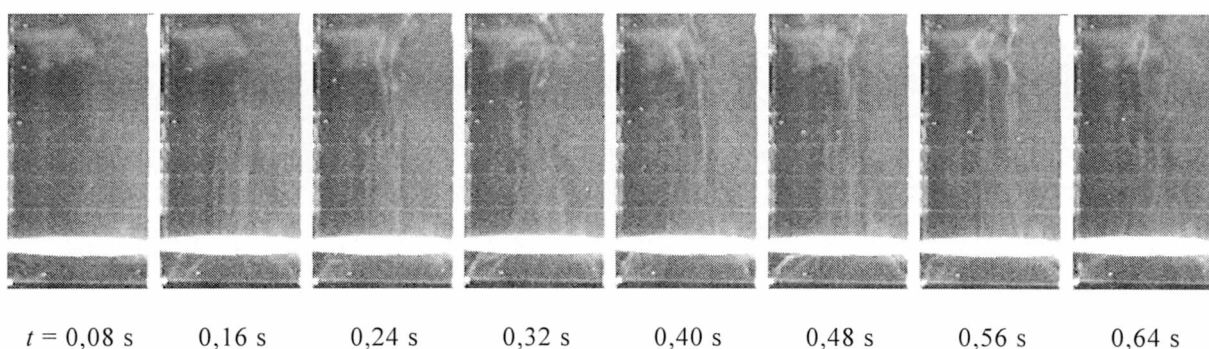


Rys. 55. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 2000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,50$

Dalszy wzrost liczby Reynoldsa do 4000 ($Re_d = 8000$) przyspiesza formowania obrazu strugi (rys. 56). Po czasie 0,24 s czoło strugi znajduje się już w odległości $1 D$ od kryzy, a jej boczna granica pozostaje nadal gładka. Obrazy uzyskane po czasie 0,32 s i późniejszych ukazują słabo widoczny rdzeń strugi tranzytowej z zaburzoną powierzchnią graniczną bez struktur powstających na obrzeżu. Obrazy strugi uzyskane dla przepływu o $Re = 6000$ ($Re_d = 12000$) są zbyt słabo widoczne i niewyraźne, by można było jednoznacznie je przeanalizować (rys. 57).

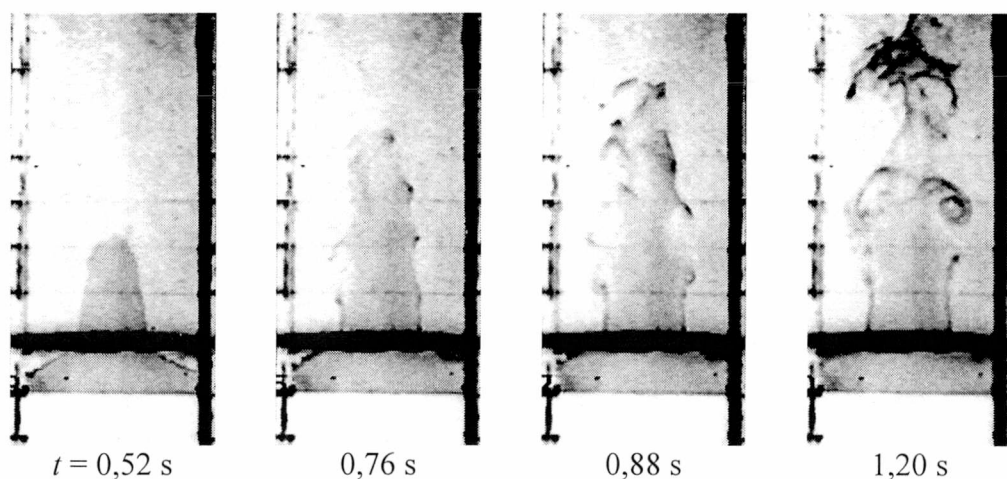


Rys. 56. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 4000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$



Rys. 57. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 6000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$

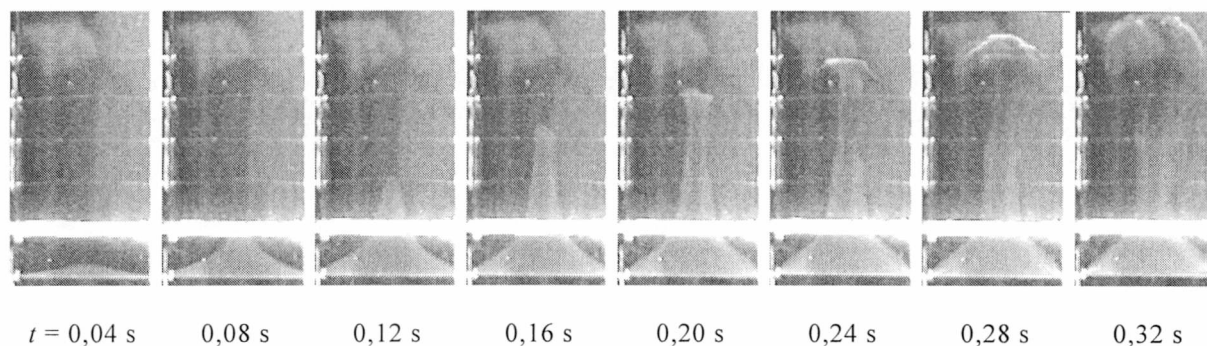
Rysunek 58 przedstawia wybrane i przedstawione w negatywie dalsze kadry ewolucji strugi pokazanej na rysunku 54.



Rys. 58. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$

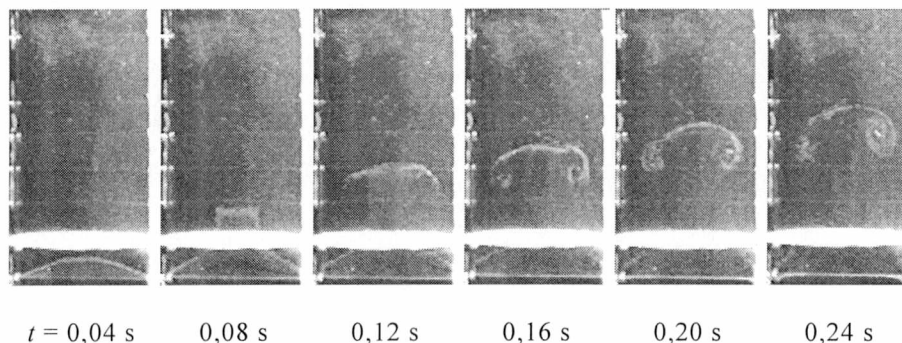
Na obrazie uzyskanym po czasie 0,52 s zauważa się gładką granicę rozdziału strugi i strefy recyrkulacji. Drugi kadr (po czasie 0,76 s) ukazuje powstawanie zaburzenia na granicy rozdziału. Widać zaczątki struktur wirowych rozwijających się w dalszych krokach czasowych. Po czasie 0,88 s można zobaczyć, że ta sama struga w różnych odległościach od kryzy ma na obrzeżu struktury symetryczne (bliżej kryzy), a dalej niesymetryczne. Na obrazie uzyskanym po czasie 1,20 s widać górną część strugi całkowicie niesymetryczną, która jest wynikiem dalszej ewolucji niesymetrycznej struktury z poprzedniego kadru, oraz rozwinięcie symetrycznej struktury (z kadru dla $t = 0,88$ s) do struktury symetrycznej w kształcie torusa (kadr dla $t = 1,20$ s).

Wprowadzenie do przepływu o $Re = 2000$ częstotliwości pulsacji $n = 2,50$ Hz powoduje zmianę obrazu powstających struktur (rys. 59). Struga wypływająca z otworu kryzy ma gładką granicę rozdziału aż do czasu 0,28 s od początku cyklu pulsacji. Równocześnie po czasie 0,20 s czoło strugi zaczyna przybierać kształt struktury wirowej w postaci torusa. Moment formowania się torusa odpowiada chwili spadku prędkości związanej z fazą cyklu pulsacji. Powstające struktury w kształcie torusa zaczynają się formować w odległości $3/4 D$, a w odległości D od kryzy są już w pełni uformowane i rozbudowują się, by po czasie dłuższym niż 0,32 s wypełnić cały przekrój przewodu.



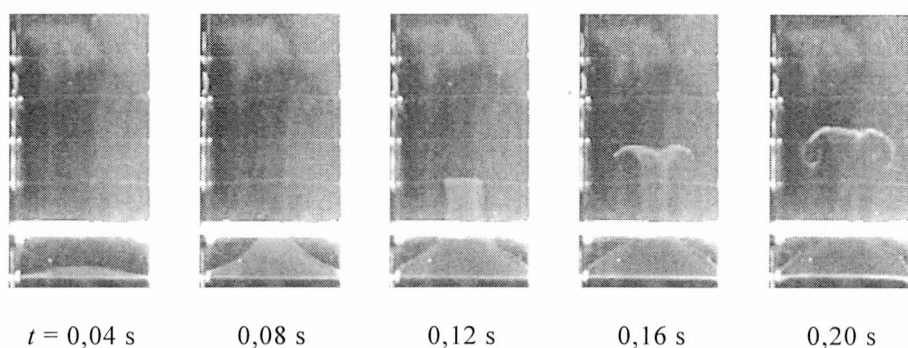
Rys. 59. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Nałożenie na przepływ pulsacji o $n = 3,75$ Hz powoduje szybsze powstawanie i rozwój struktur w kształcie torusa (rys. 60) w porównaniu z częstotliwością 2,50 Hz. Struktury te powstają już po czasie 0,12 s od początku cyklu pulsacji w odległości $1/4 D$ za kryzą. W następnych krokach czasowych oddalają się one od kryzy, stopniowo zwiększając swoją średnicę i dążą do zajęcia całego przekroju rury. Można zauważyć, że tempo oddalania się struktury od kryzy jest jednakowe, mimo spadku prędkości średniej przepływu w drugiej fazie cyklu (0,16 - 0,24 s).



Rys. 60. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 3,75$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$ (w pełnym cyklu pulsacji)

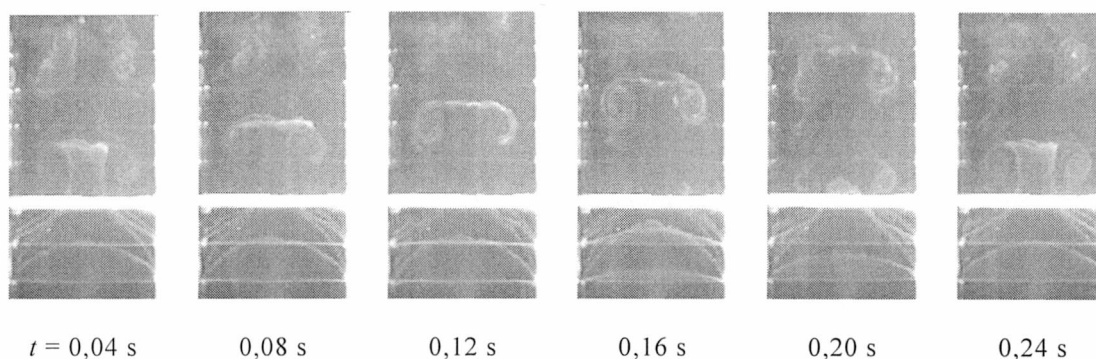
Obserwując obrazy strugi z nałożoną częstotliwością pulsacji $n = 5,0$ Hz (rys. 61) zauważa się podobieństwo ich i obrazów uzyskanych poprzednio (z częstotliwością $3,75$ Hz – rys. 60), przy czym czas cyklu pulsacji jest krótszy ($0,20$ s), a obraz słabiej widoczny (silniejsze rozpraszanie znacznika).



Rys. 61. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 5,0$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Porównanie obrazów strug pulsujących o różnych częstotliwościach wykazuje, że wzrost częstotliwości pulsacji skraca czas powstawania kolejnych struktur i odległości między nimi.

Celem przeanalizowania procesu powstawania struktur wirowych w przepływie pulsującym, przykładowo na rysunku 62 przedstawiono sekwencję obrazów wykonaną dla nałożonej pulsacji z częstotliwością $n = 5,0$ Hz na przepływ o $Re = 2000$. Znacznik generowano z dwóch katod położonych w odległości $0,25$ i $0,5 D$ przed kryzą. Jak widać, nałożona pulsacja powoduje usystematyzowanie generowania struktur.



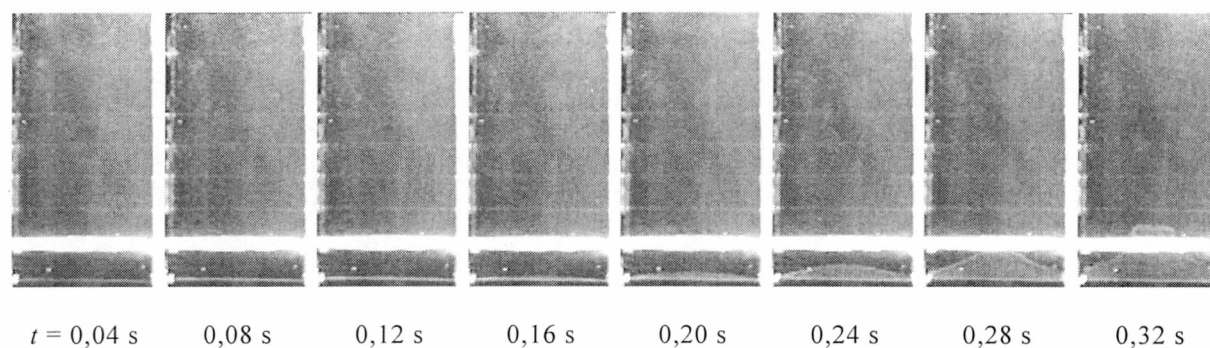
Rys. 62. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 5,0$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Zaczynają one powstawać zawsze w jednej fazie cyklu (wzrostu prędkości), a w fazie spadku prędkości i minimalnej prędkości w cyklu następuje ich rozwój w kierunku promieniowym. Na pierwszym obrazie ($t = 0,04$ s) widoczna jest zarysowująca się struktura w kształcie torusa za kryzą (powyżej kryzy) oraz dwie poziome katody i uformowane na nich w poprzednim cyklu linie czasowe. Następny obraz uzyskany po czasie $0,08$ s przedstawia w dalszym ciągu linie czasowe przed kryzą (w prawie tym samym miejscu), natomiast struktura za kryzą w dalszym ciągu ulega ewolucji oddalając się od kryzy z niewielką prędkością ($1/8 D$ w czasie $0,04$ s). Podobnie w następnym kroku czasowym $0,04$ s, a po czasie $0,16$ s od początku cyklu zaczyna się faza wzrostu prędkości wywołując przed kryzą zmycie z drutu katody nowej linii czasowej. Za kryzą nie obserwuje się jeszcze wpływu wzrostu prędkości,

a struktura oddala się od kryzy z taką samą prędkością. Kolejne zarejestrowane fazy cyklu ukazują dalsze oddalanie się struktur z jednoczesnym rozmywaniem znacznika. Na obrazach uzyskanych po czasach od $t = 0,16$ do $0,24$ s można zaobserwować mechanizm formowania się za kryzą struktur wirowych w kształcie torusów. Po czasie $t = 0,16$ s zauważa się w bezpośredniej bliskości kryzy, na granicy strugi i obszaru przepływów wstecznych, powstające niewielkie zawirowanie, które w miarę wzrostu prędkości ($t = 0,20$ i $0,24$ s) zwiększa swoje wymiary (zarówno średnicę podziałową torusa jak i jego średnicę) pozostając w bezpośredniej bliskości kryzy. Dopiero spadek prędkości strugi wywołany zmianą fazy pulsatora powoduje odsuwanie się torusa od kryzy i to w chwili, gdy – z powodu bliskiej zera prędkości przepływu głównego – można spodziewać się braku przepływu. Można zatem sądzić, że skoro przy maksymalnej prędkości strugi tranzytowej struktura wirowa nie przesuwana się wzdłuż rury a zwiększa swoje wymiary, natomiast w chwili spadku prędkości strugi tranzytowej (prawie do zera) rozpoczyna ruch wzdłuż rury, to struktura wirowa akumuluje energię kinetyczną strugi, a następnie częściowo ją oddaje. Średnicę powstających torusów można oszacować na $1,2 d$ (d – średnica otworu kryzy).

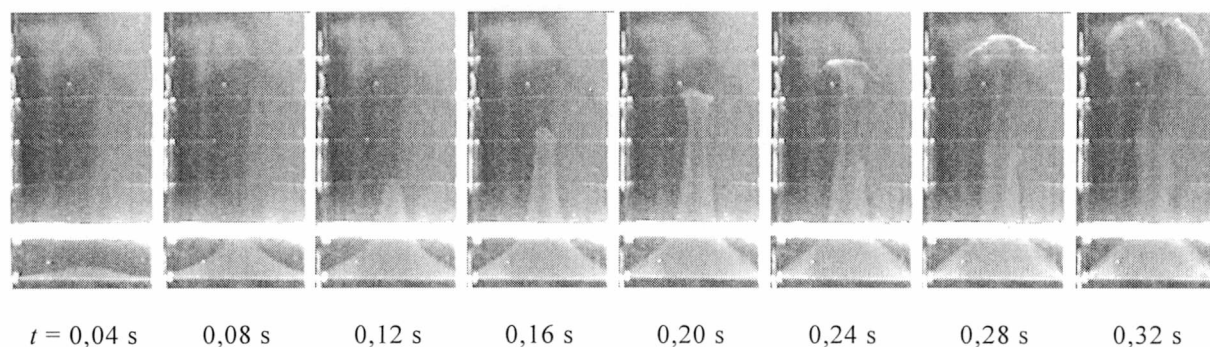
Na rysunkach 63 - 66 przykładowo porównano obrazy strugi w przepływie z różnymi liczbami Reynoldsa z nałożoną częstotliwością $n = 2,50$ Hz. Zestawiono sekwencje obrazów wykonanych w tych samych czasach z krokiem czasowym $0,04$ s.

Dla przepływu o $Re = 1000$ (rys. 63) po czasie $0,32$ s za przewężeniem nie zdążyła uformować się żadna struktura.



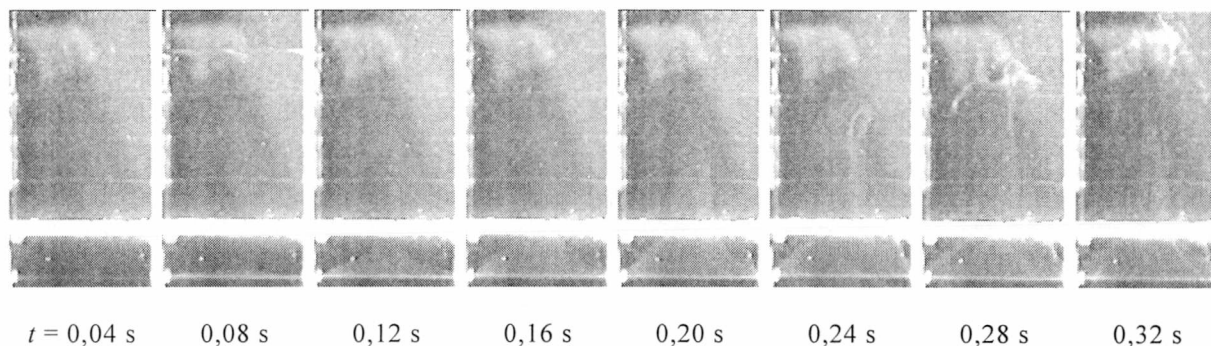
Rys. 63. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$

Dla przepływu o $Re = 2000$ (rys. 64) struga tranzytowa kształtuje się szybciej i już po czasie $0,16$ s od początku cyklu pulsacji widoczna jest struga o gładkich granicach, a po czasie $0,20$ s zaczynają rozwijać się bardziej skomplikowane struktury.



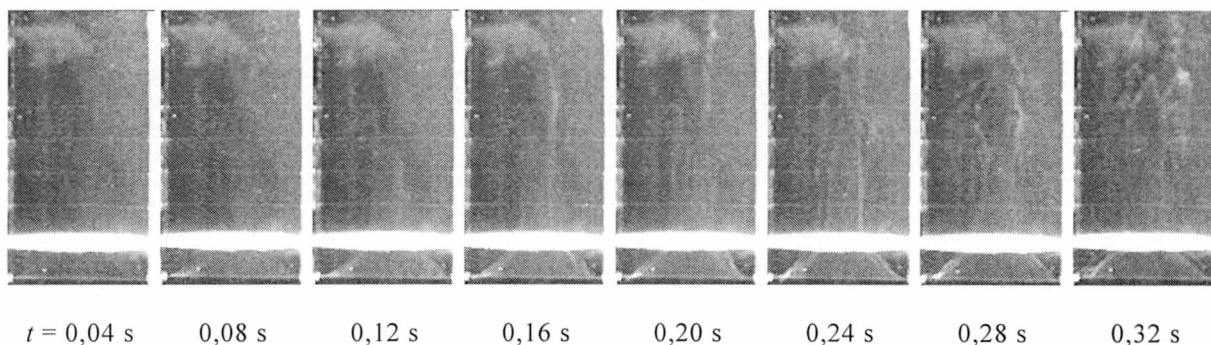
Rys. 64. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$

Dalszy wzrost liczby Reynoldsa do 4000 (rys. 65) powoduje rozproszenie znacznika, stąd mały kontrast obrazu. Można jednak dostrzec, że większe struktury powstają po czasie 0,24 s w odległości 0,5 - 0,75 D za przewężeniem.



Rys. 65. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 4000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,50$

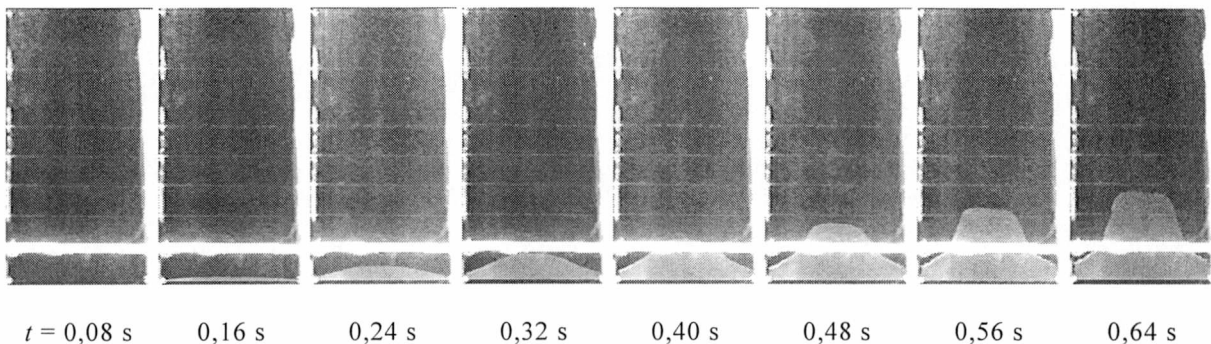
Podobnie wyglądają obrazy dla przepływu o $Re = 6000$ (rys. 66), na których zauważa się formowanie struktur wirowych po czasie 0,28 s w odległości (0,75 - 1) D .



Rys. 66. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 6000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,50$

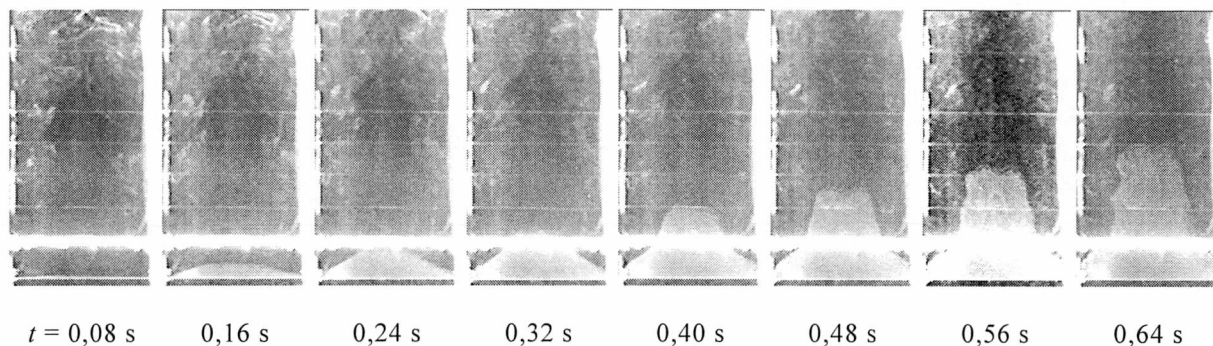
Obrazy strugi za kryżą o przewężeniu $\beta = 0,63$ w przepływie bez pulsacji (ustalonym) przedstawiono na rysunkach 67 - 70. Obrazy dla badanych przepływów wykonano z krokiem czasowym 0,08 s.

Na obrazach uzyskanych dla przepływu o $Re = 1000$ ($Re_d = 1600$) widać wyraźnie powolne formowanie się struktury strugi za przewężeniem (rys. 67). Po czasie 0,64 s od włączenia elektrody struga zaczyna się dopiero kształtować.



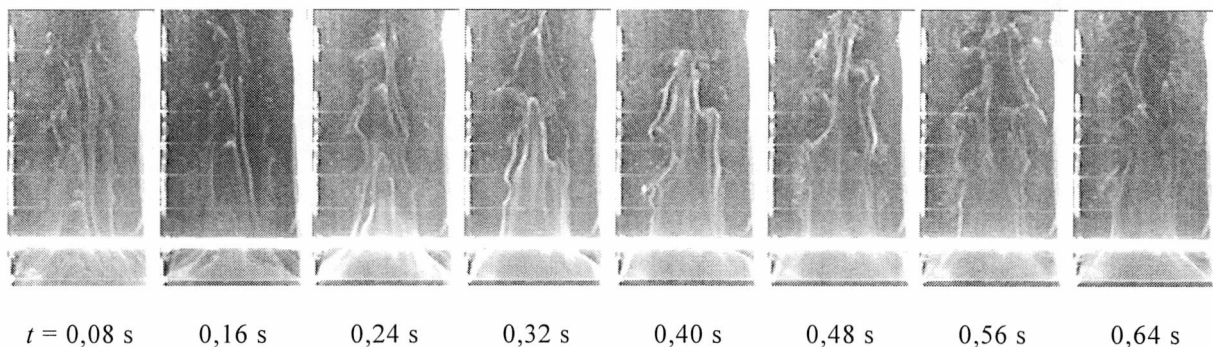
Rys. 67. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,63$

Na obrazach uzyskanych dla przepływu o $Re = 2000$ ($Re_d = 3200$) na powierzchni granicznej formującej się strugi po czasie 0,56 s pojawiają się niesymetryczne zaburzenia (rys. 68), które następnie po czasie 0,64 s stają się bardziej wyraźne, a ich asymetria pogłębia się.



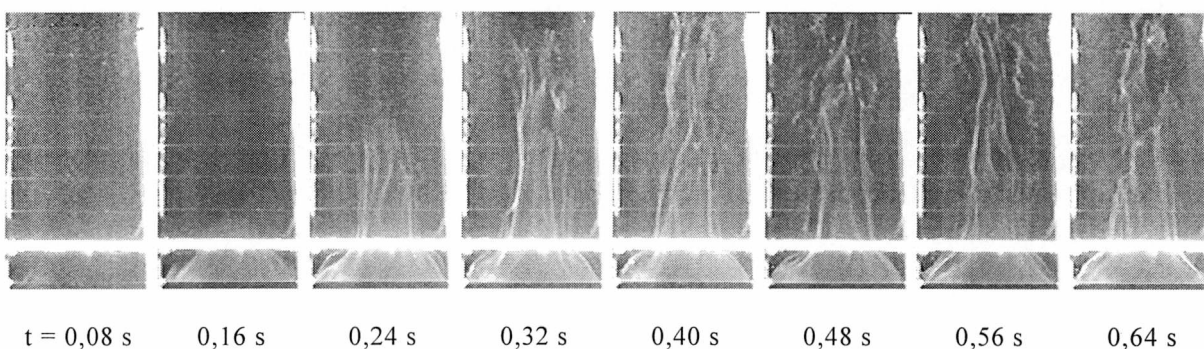
Rys. 68. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$

Na rysunku 69 przedstawiono sekwencję obrazów strugi uzyskaną dla przepływu o $Re = 4000$ ($Re_d = 6300$). Na początkowych kadrach widoczna jest pozostałość struktury powstałej w poprzednim cyklu obserwacji. Struktura powstająca po czasie 0,16 s – sięga $0,25 D$ za kryzą, a w następnym kroku – prawie $0,75 D$. Od początku formowania strugi jej granica rozdziału jest zaburzona, a kolejne kroki czasowe powodują wzrost zaburzenia. Powstające struktury są mocno niesymetryczne i chaotyczne. Po czasie 0,40 s do 0,64 s znacznik ulega rozproszeniu zmniejszając czytelność obrazu.



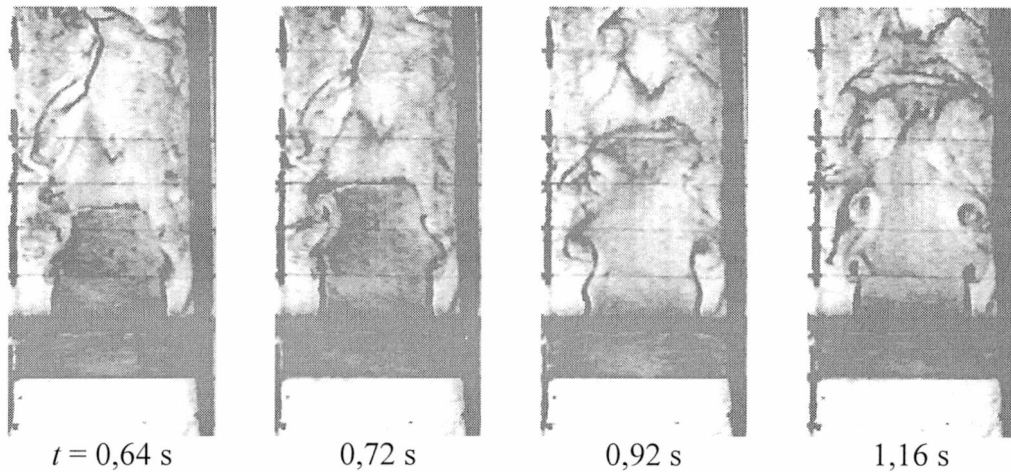
Rys. 69. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 4000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$

Obrazy strugi dla przepływu o $Re = 6000$ ($Re_d = 9500$) przedstawiono na rys. 70. Widoczne jest kształtowanie się struktury o pofalowanej powierzchni rozdziału, natomiast powstające struktury znajdują się blisko rdzenia strugi i są rozciągnięte wzdłuż strugi. Początek ich formowania się następuje po czasie 0,32 s w odległości większej od $1 D$, a po czasie 0,48 s taka struktura jest widoczna w odległości $(0,75 - 1) D$.



Rys. 70. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 6000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$

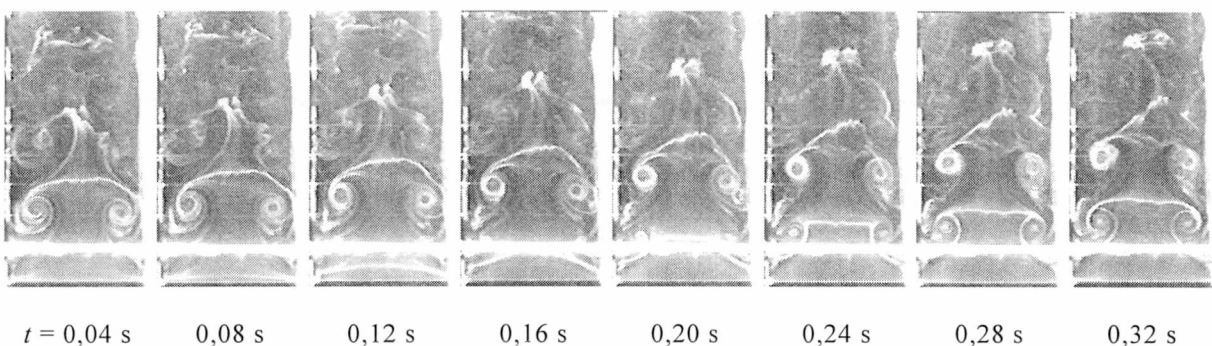
Na rysunku 71 dokładniej i po dłuższym czasie (niż na rysunku 67) przeanalizowano ewolucję strugi za kryzą. Jak widać, na granicy rozdziału w odległości $1/4 D$ powstają pierwsze symetryczne zaburzenia, z których po dłuższych czasach rozwija się symetryczna struktura w kształcie torusa. Torusy te przesuwają się wraz z przepływem, a w odległości $1/4 D$ pojawiają się nowe zaburzenia, z których powstają kolejne torusy.



Rys. 71. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$

Rysunki 72 - 74 przedstawiają obrazy struktur powstałych za przewężeniem (kryzą) w przepływie o $Re = 2000$ z nałożoną różną częstotliwością pulsacji. Porównując uzyskane obrazy można zauważyć, że pulsacja wymusza powstawanie symetrycznych struktur wirowych w kształcie torusa w określonej, stałej fazie cyklu pulsacji.

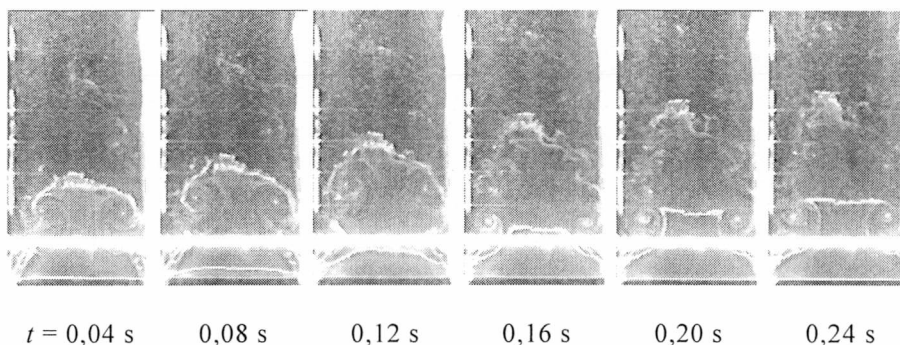
Dla pulsacji o $n = 2,50$ Hz (rys. 72) po czasie 0,04 s widoczne są dwie struktury powstałe w poprzednich cyklach pulsacji oraz pojawienie się znacznika na elektrodzie. Kolejne kroki czasowe ukazują rozwój tych trzech struktur. Nowo formująca się struktura powstaje bezpośrednio za kryzą (0,20 s), a wzrastając cały czas przylega do kryzy (0,24 - 0,28 s). Dopiero w ostatniej fazie cyklu torus odrywa się od kryzy i przemieszcza się w kierunku przepływu.



Rys. 72. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)

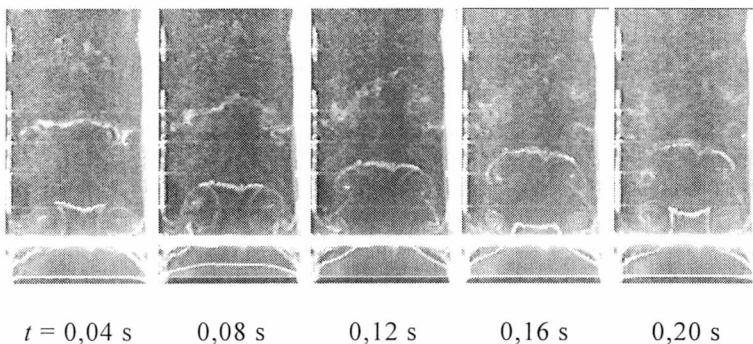
Nałożenie na przepływ częstotliwości pulsacji $n = 3,75$ Hz powoduje zwiększenie intensywności zaburzeń i na obrazach (rys. 73) obserwuje się strukturę powstałą w poprzednim cyklu i nowo powstającą. Powstawanie tej struktury jest podobne jak

poprzednio, tzn. struktury wirowe w kształcie torusa powstają bezpośrednio za kryzą i przez cały czas wzrostu utrzymują kontakt z jej powierzchnią. Dopiero następny cykl pulsacji powoduje ich odsuwanie od kryzy i podążanie wraz z przepływem, przy jednoczesnym silniejszym niż poprzednio rozpraszaniu znacznika. Zauważa się, że powstające linie czasowe zbudowane są z mniejszej ilości pęcherzyków wodorowych, co może być przyczyną słabszej wyrazistości obrazu.



Rys. 73. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 3,75$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Obrazy strugi okresowej z nałożoną częstotliwością pulsacji $n = 5,0$ Hz, przedstawiono na rysunku 74. Tutaj również symetryczna struktura w postaci torusa powstaje bezpośrednio za przewężeniem i przylega do niego, aż do chwili powstania nowej struktury zajmującej jej miejsce w kolejnym cyklu pulsacji.



Rys. 74. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 5,0$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)

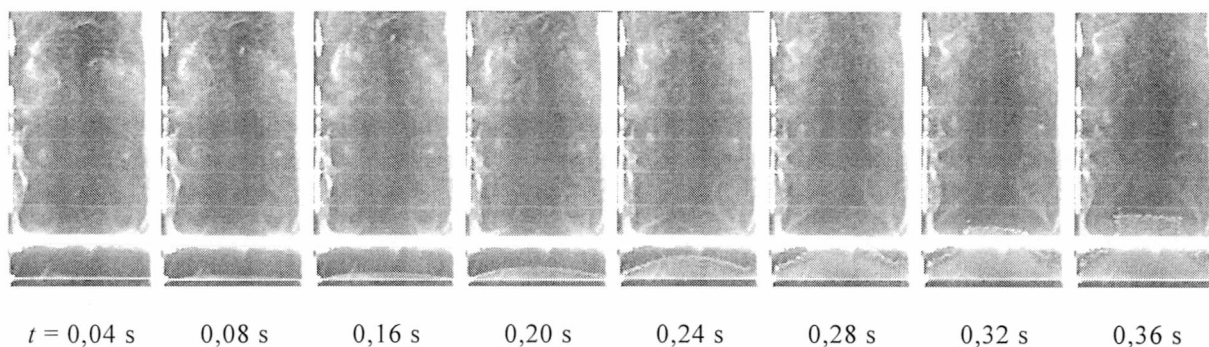
Torusy powstające za przewężeniem mają jednakową średnicę przekroju równą $1/4 D$ i zmienną średnicę podziałową, która wraz z odległością od kryzy ulega zwiększeniu.

Wpływ liczby Reynoldsa na strukturę strugi w kanale za gwałtowną zmianą przekroju dla nałożonej pulsacji o częstotliwości $2,50$ Hz przedstawiono na rysunkach 75 - 78.

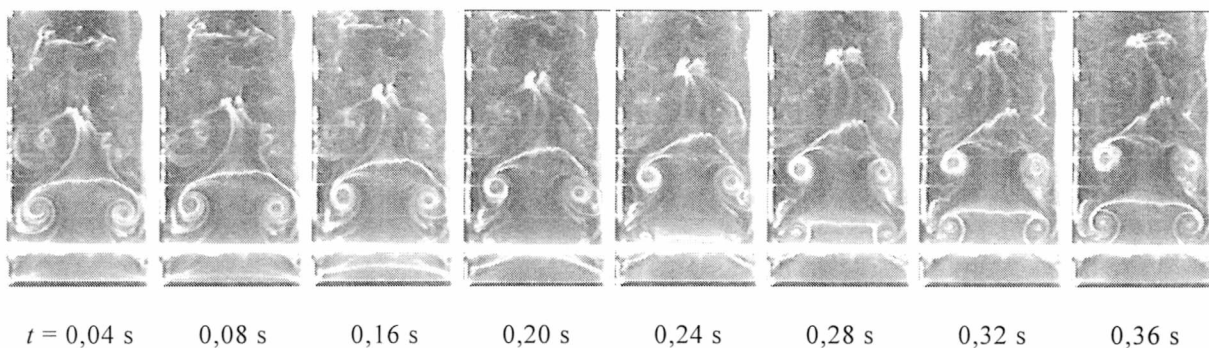
Dla przepływu o $Re = 1000$ (rys. 75) po czasie $0,36$ s zaczyna formować się struktura wirowa za przewężeniem w bezpośrednim sąsiedztwie przewężenia.

Wzrost liczby Reynoldsa do 2000 (rys. 76), przyspiesza powstawanie struktur wirowych i już po czasie nieznacznie większym od $0,24$ s bezpośrednio za kryzą ukształtowana jest struktura, jak po czasie $0,36$ s dla $Re = 1000$. Większa koncentracja znacznika znajdującego

się w strukturze powstałej w poprzednim cyklu pulsacji może świadczyć o uporządkowaniu ruchu wewnątrz struktury torusa.

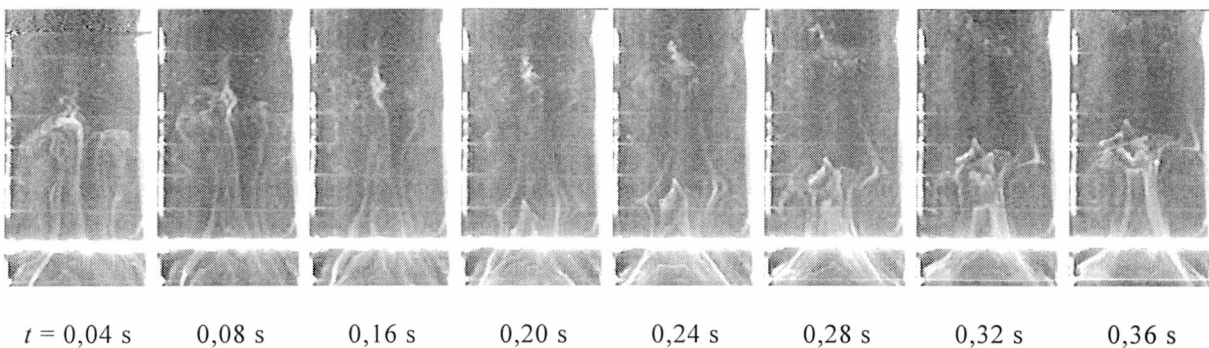


Rys. 75. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)



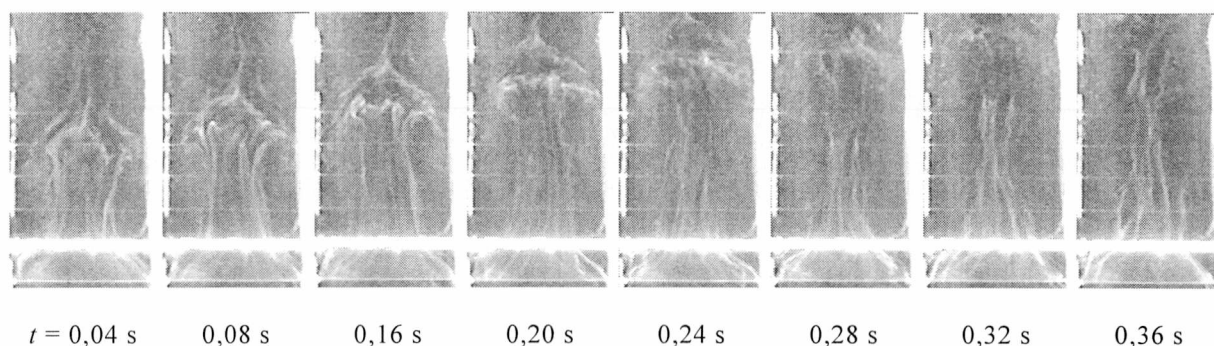
Rys. 76. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Dla liczby Reynoldsa 4000 (rys. 77) obserwuje się powstawanie struktur wirowych mocno rozciągniętych w kierunku osiowym przepływu. Początek formowania tej struktury występuje bezpośrednio za kryzą jednak, ze względu na silne jej rozciąganie w trakcie formowania, trudno określić czy również znajduje się ona w bezpośrednim sąsiedztwie przewężenia. Obrazy tych struktur przypominają struktury w przepływie bez pulsacji (rys. 69).



Rys. 77. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 4000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)

W przepływie o liczbie Reynoldsa 6000 struktura wirowa jest jeszcze silniej rozciągnięta w kierunku osiowym tak, że na podstawie jej obrazu (rys. 78) trudno stwierdzić, że przedstawia obraz strugi dla przepływu pulsującego. Struktury powstają w odległości $0,5 D$ od przewężenia, a ich rozciągnięcie rozprasza znacznik, co uniemożliwia dokładne ich rozpoznanie.

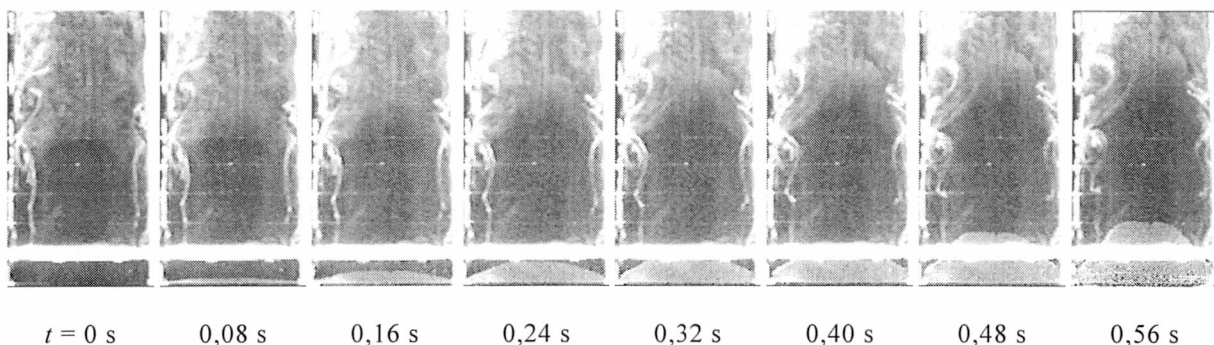


Rys. 78. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 6000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,63$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Obrazy strugi za kryżę o przewężeniu $\beta = 0,75$ dla przepływu ustalonego przedstawiono na rysunkach 79 - 82. Obrazy uzyskano dla badanych przepływów w tych samych chwilach od włączenia elektrody i ze stałym krokiem czasowym $0,08$ s.

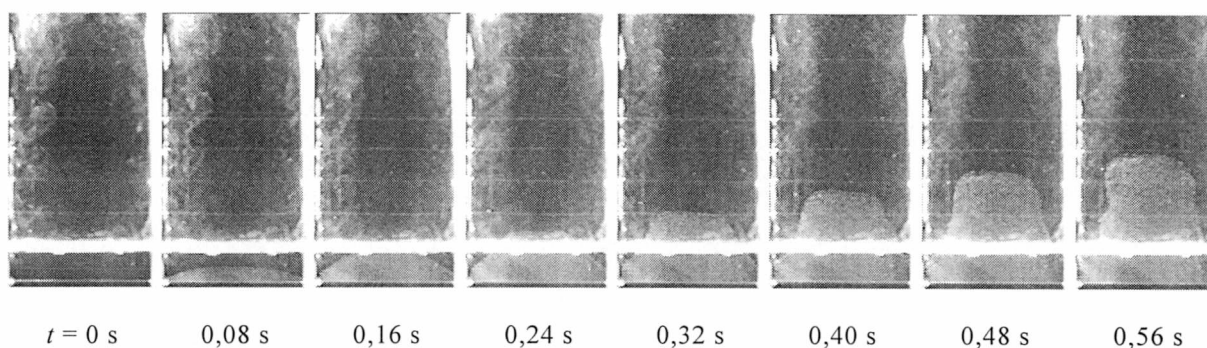
Na rysunku 79 przedstawiono obrazy strugi dla $Re = 1000$ ($Re_d = 1300$). Można zauważyć, że formowanie strugi przebiega powoli, widoczna granica rozdziału jest gładka, a po czasie $0,56$ s czoło linii czasowej dotarło do odległości $1/4 D$ za kryżę. Na wszystkich obrazach sekwencji przy ścianach rury widać pozostałości znacznika wytwarzanego w trakcie poprzedniej realizacji obrazów. Znacznik ten znalazł się w strefie recyrkulacji i ze względu na powolne przepływy nie został rozproszony i wymyty z obszaru obserwacji.

Dzięki temu można zaobserwować struktury, które podczas generowania znacznika na elektrodzie przed kryżę, zostawały ukryte. Na obrazie wykonanym w chwili początkowej ($t = 0$ s) widać zarysowane wyraźne dwie struktury wirowe oddalone od siebie o $0,5 D$. Po drugiej stronie rury brak jest odpowiednika, który by świadczył o symetrii tych struktur. Należy raczej przypuszczać, że tak jak dla poprzedniej geometrii kryż w przepływie ustalonym, powstające struktury mają tendencję do utraty symetrii. Obserwowane struktury w kolejnych krokach czasowych przesuwają się zgodnie z kierunkiem przepływu strugi tranzytowej.



Rys. 79. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,75$

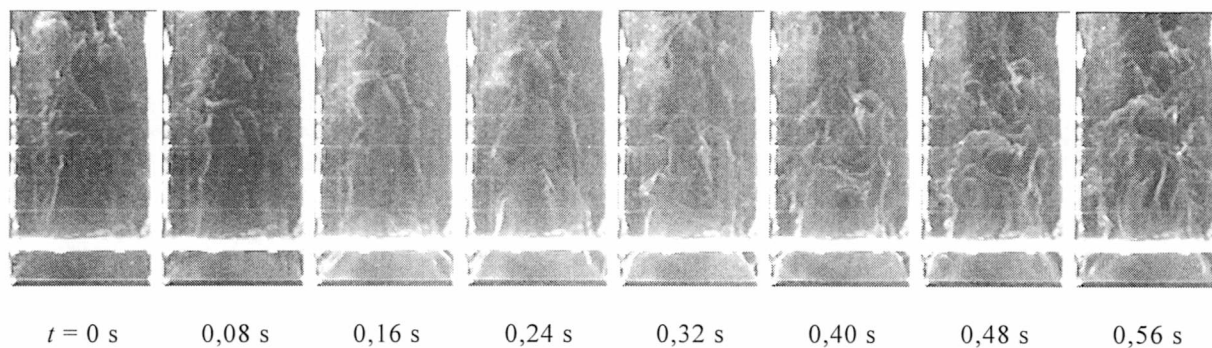
Skutki zmiany warunków przepływu spowodowane wzrostem liczby Reynoldsa do 2000 ($Re_d = 2700$) przedstawiono na rysunku 80.



Rys. 80. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

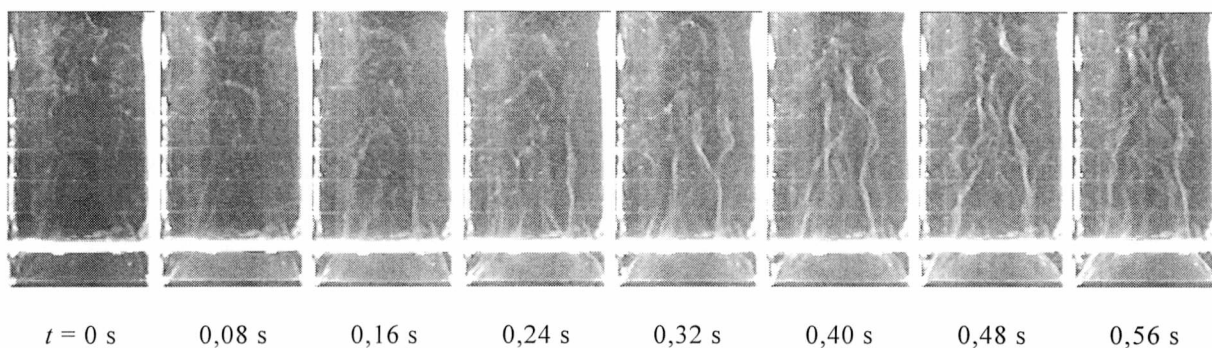
Formowanie strugi przebiega szybciej niż dla $Re = 1000$, a pierwsze oznaki utraty gładkiej granicy rozdziału obserwuje się po czasie 0,40 s. Powstające zaburzenie występuje po jednej stronie strugi, co w dalszym rozwoju ukształtuje strukturę asymetryczną.

W obrazach struktury strugi za przewężeniem dla przepływu o $Re = 4000$ ($Re_d = 5300$) (rys. 81) widoczna jest formująca się struga o zaburzonych granicach chaotycznych i niesymetrycznych. Trudno dostrzec istnienie wyraźnej struktury wirowej na granicy strugi i należy przypuszczać, że taka się nie uformowała.



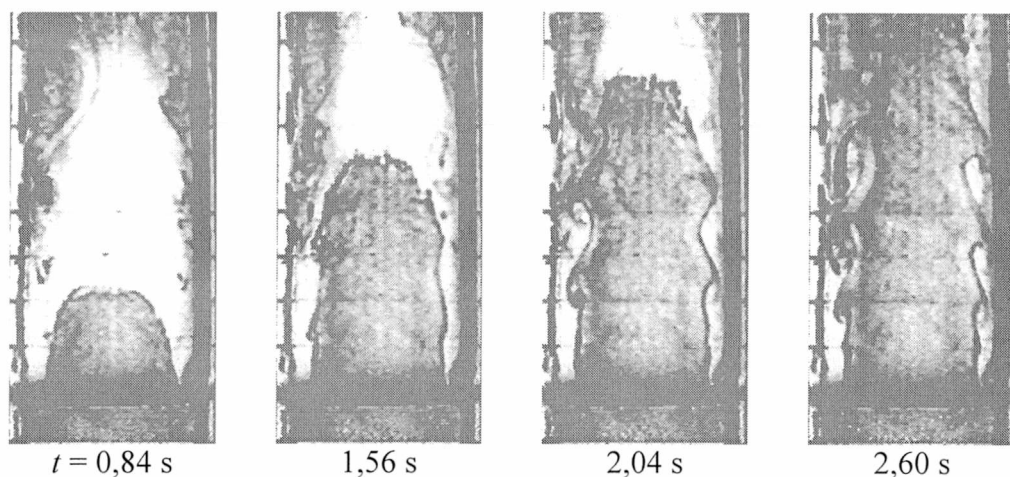
Rys. 81. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 4000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

Podobnie na obrazach przedstawiających strugę o $Re = 6000$ ($Re_d = 8000$) – rys. 82 – widoczna struga ma postrzępione brzegi, na których nie można dostrzec regularnej struktury wirowej. Granica rozdziału odznacza się asymetrią i istnieniem wielu smug wzdłuż strugi wzajemnie się przecinających, które mogą jedynie świadczyć, że powstające struktury mają charakter przestrzenny i znacznik został rozproszony również w kierunku prostopadłym do przekroju pomiarowego.



Rys. 82. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 6000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

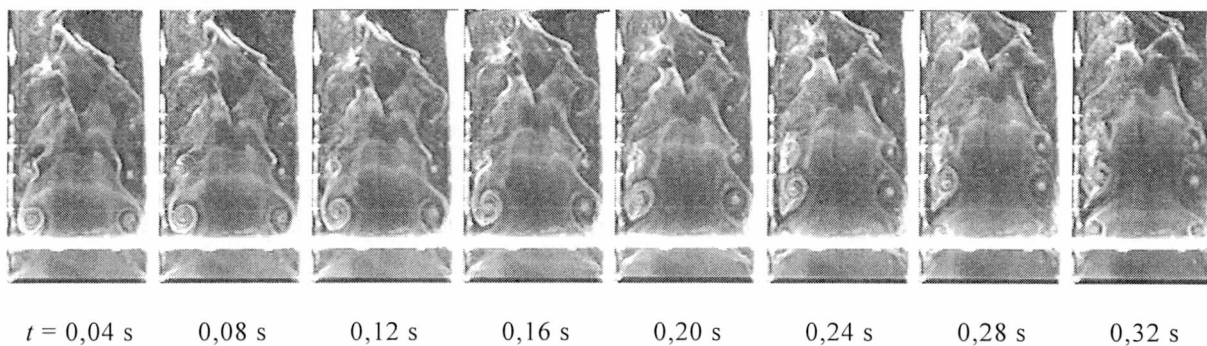
Obrazy strugi w ustalonym przepływie o $Re = 1000$ wykonane po długim czasie od włączenia elektrody przedstawiono na rysunku 83. Na obrazach tych można prześledzić kształt granicy strugi w dalszych odległościach od kryzy. Zauważa się, że na granicy rozdziału powstają struktury wirowe o małych wymiarach (za względu na mały występ przewężenia) stopniowo wypełniające cały przekrój przewodu.



Rys. 83. Obrazy strug w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

Nałożenie na przepływ główny o $Re = 2000$ różnych częstotliwości pulsacji powoduje zmianę charakteru obrazu strugi za gwałtownym przewężeniem, co pokazano na obrazach zamieszczonych na rysunkach 84 - 86.

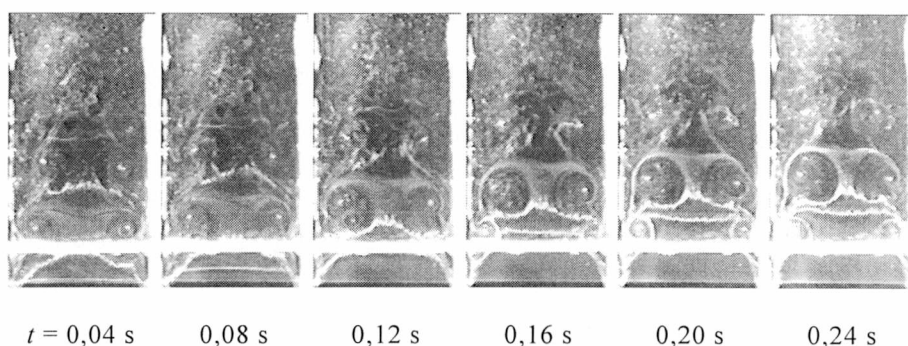
Na rysunku 84 pokazano obrazy strugi za przewężeniem w przepływie z nałożoną pulsacją o częstotliwości $n = 2,50$ Hz. Widać formowanie i ewolucję kolejnych symetrycznych struktur wirowych w kształcie torusa powstających bezpośrednio za kryzą.



Rys. 84. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Średnica zewnętrzna torusa jest bliska średnicy rury już bezpośrednio za kryzą, a średnica struktury ma wymiar $1/4 D$. Odsunięcie powstałej struktury następuje dopiero w chwili powstawania nowej w następnym cyklu pulsacji. Długie pozostawanie znacznika obrazującego struktury powstałe w poprzednich cyklach pulsacji świadczy o małej intensywności ruchu fluktuacyjnego w strudze tranzytowej za kryzą.

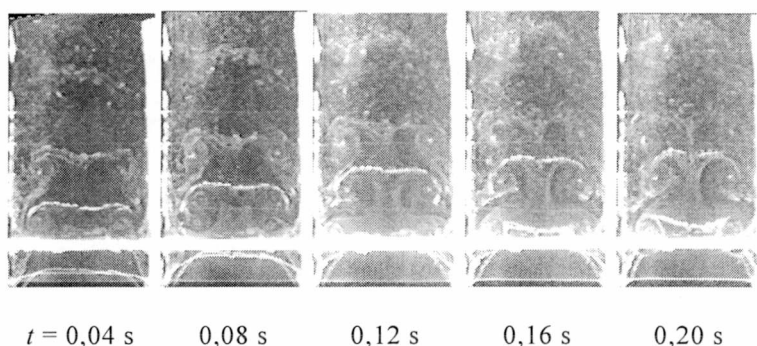
Nałożenie na przepływ główny częstotliwości $n = 3,75$ Hz powoduje zmianę obrazu strugi (rys. 85). Zachodzące tu procesy są bardziej dynamiczne, co powoduje silniejsze rozpraszanie znacznika. Na obrazie wykonanym po czasie 0,16 s i kolejnych widać wzajemne oddziaływanie kolejnych struktur. Odległość między nimi jest tak mała, że znacznik z powstającej struktury zostaje częściowo włączony do struktury poprzedniej.



Rys. 85. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 3,75$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Symetryczne struktury wirowe powstają bezpośrednio za kryzą i są od niej odsuwane dopiero przez kolejne powstające w następnym cyklu pulsacji. Na obrazie wykonanym po czasie 0,12 s można zauważyć, że do struktury wirowej wypełniającej całą szerokość rury zasysana jest również ciecz nie zawierająca znacznika. Ponieważ widać, że w obserwowanym przekroju strugi wszystkie obszary są skażone znacznikiem, można sądzić, że czysta ciecz została zassana z innego przekroju niż znacznik, a zatem w strukturach w kształcie torusa następuje nie tylko przepływ cieczy w kierunku wirowania wzdłuż osi strugi, ale również w płaszczyźnie poziomej wokół strugi.

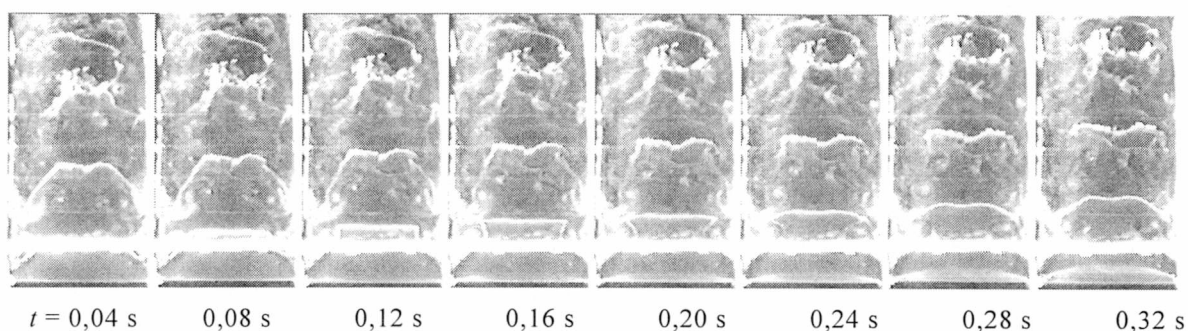
Obserwując obrazy przy najwyższej z badanych częstotliwości pulsacji ($n = 5,0$ Hz; rys. 86) stwierdzić można większą niż dla poprzednich częstotliwości intensywność fluktuacji za przewężeniem sygnalizowaną szybkim rozproszeniem znacznika. Symetryczne struktury, powstające jak poprzednio bezpośrednio za kryzą, są silniej odpychane od kryzy przez następne. Nie widać wyraźnego wpływu na siebie kolejnych struktur, gdyż zawarty w nich znacznik jest szybko rozpraszany.



Rys. 86. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 5,0$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$ (w pełnym cyklu pulsacji)

Wpływ liczby Reynoldsa na przepływ z nałożoną pulsacją o częstotliwości $n = 2,50$ Hz przeanalizowano na podstawie obrazów przedstawionych na rysunkach 87 - 90.

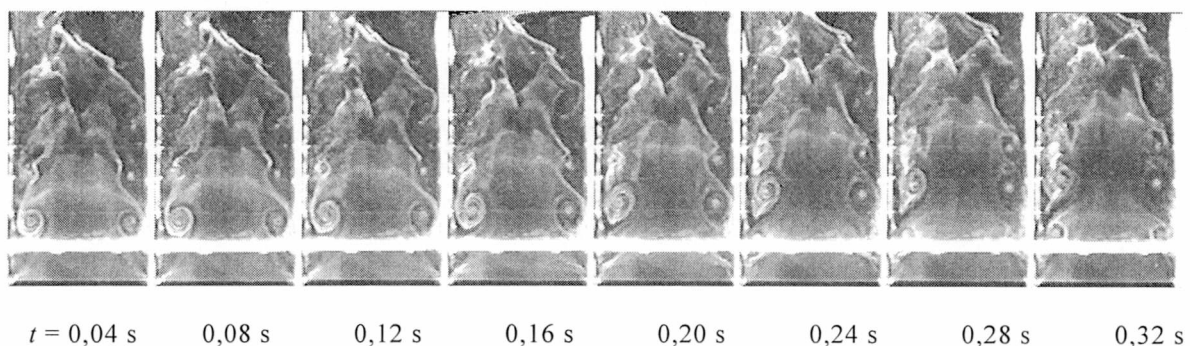
Na rysunku 87 przedstawiającym obrazy uzyskane dla przepływu o $Re = 1000$ można zaobserwować zarysy kilku struktur powstałych w poprzednich cyklach pulsacji. Linia czasowa generowana na elektrodzie w chwili początkowej po czasie 0,32 s oddaliła się zaledwie o $1/8 D$. Natomiast struktura powstała w poprzedniej fazie ukazuje sposób formowania strugi po przejściu przez kryzę. Można zaobserwować powstawanie struktury bezpośrednio za kryzą i jej spokojne symetryczne formowanie. Powstające torusy zewnętrznym brzegiem dotykają ścianek rury, a średnicę pierścienia torusa można oszacować na $1/4 D$.



Rys. 87. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

Dalszemu odsuwaniu struktury od powierzchni kryzy towarzyszy jej deformacja polegająca na szybszym odpływie strugi przez światło torusa, a za nim jej spowolnieniu. Najwyższa widoczna jeszcze struktura kształtem już nie przypomina torusa i wskazuje na intensywniejsze ruchy rozpraszające znacznik w pobliżu ścianki niż w pobliżu osi rury.

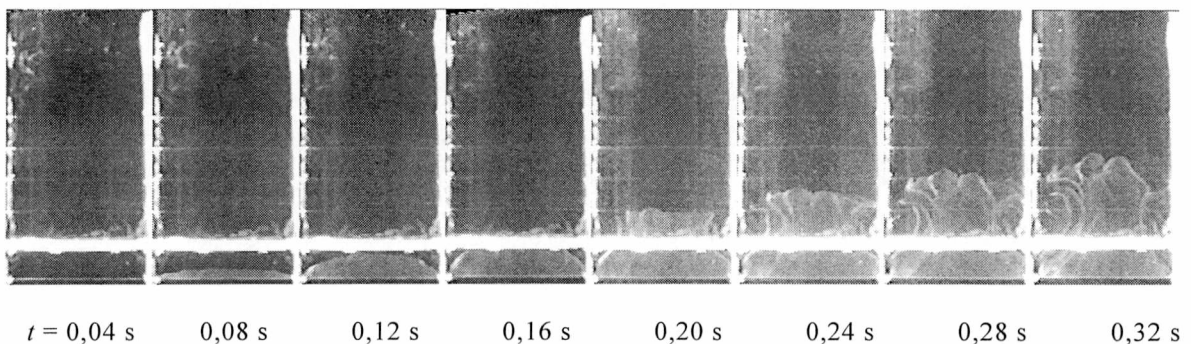
Na rysunku 88 przedstawiono obrazy strugi dla przepływu o $Re = 2000$.



Rys. 88. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

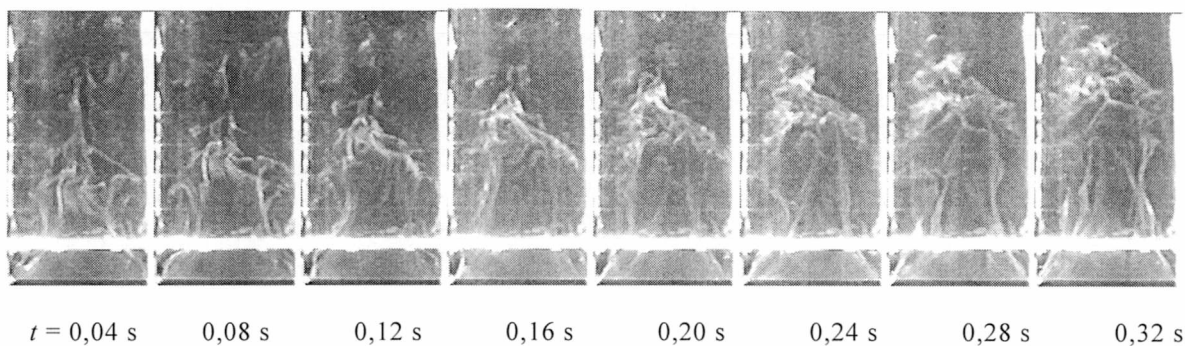
Jak widać formowanie się symetrycznych struktur toroidalnych wypełniających całą szerokość rury jest bardziej dynamiczne. Powstają one zaraz za kryzą i pozostają w jej sąsiedztwie aż do chwili powstania kolejnego torusa. W odległości $0,5 D$ można zaobserwować wzajemne oddziaływanie struktur powstałych w kolejnych cyklach pulsacji, przez co struga wewnątrz torusów ma charakter ciągłej z powstającymi na jej brzegach symetrycznymi strukturami wirowymi.

W przepływie o $Re = 4000$ na obrazach strugi za przewężeniem (rys. 89) obserwuje się powstawanie rozciągniętych, ale nadal symetrycznych struktur wirowych zaraz za kryzą.



Rys. 89. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 4000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

Szerokość struktury wirowej w kierunku promieniowym ma wymiar $1/4 D$, co jest wymiarem większym od występu przewężenia. Dlatego też w przekroju bezpośrednio za kryzą występuje przewężenie strugi – kontrakcja. Rozciągnięte struktury wirowe występują również na obrazach strugi o $Re = 6000$ pokazanych na rysunku 90. Struktury wirowe pomimo deformacji wzdłuż osi rury zachowują niezmienny wymiar promieniowy $1/4 D$. Na obrazach widoczna jest duża intensywność fluktuacji w odległości od $0,75 D$ za kryzą, natomiast nie dostrzega się wpływu pulsacji i generowanej przez nią struktury.

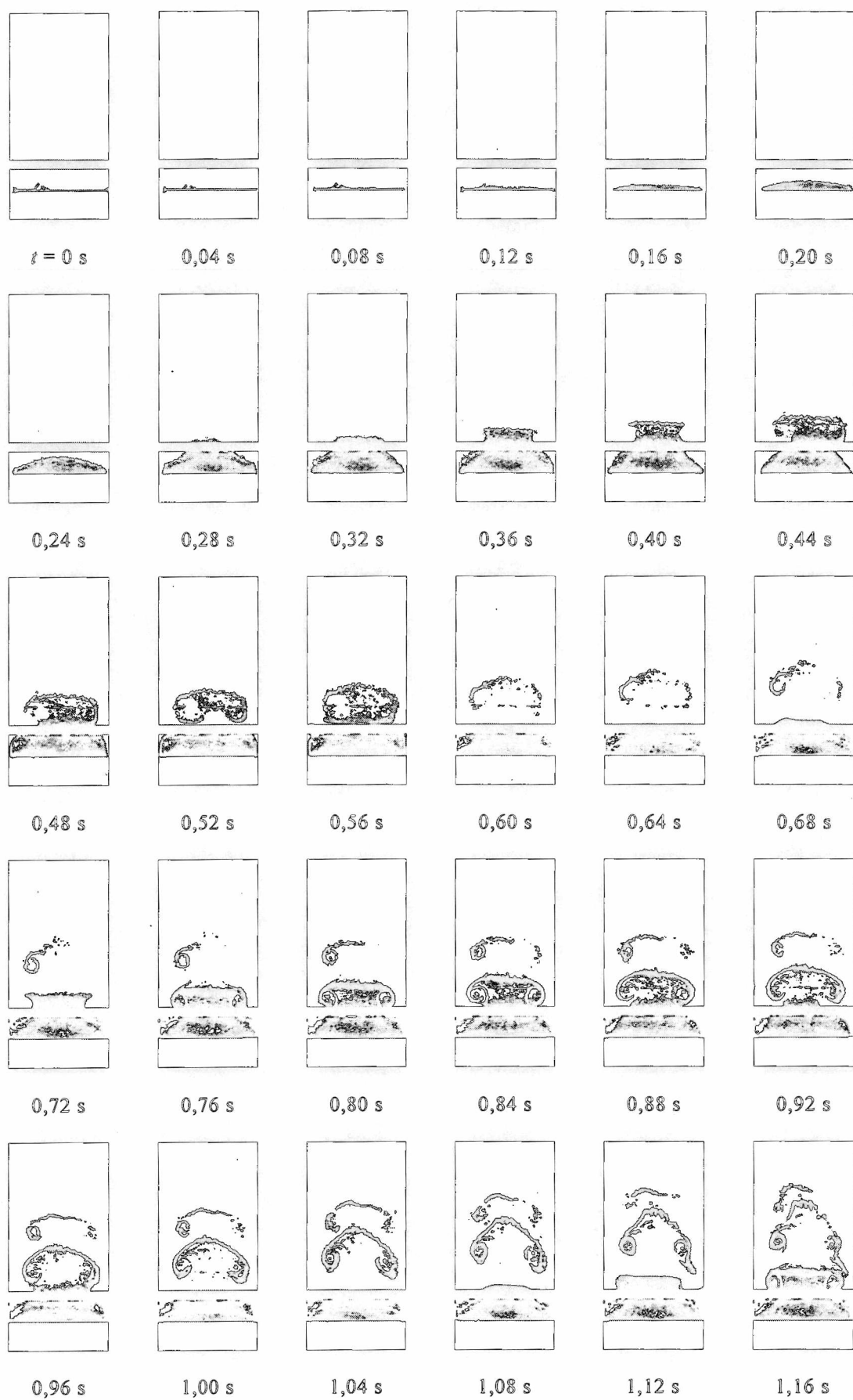


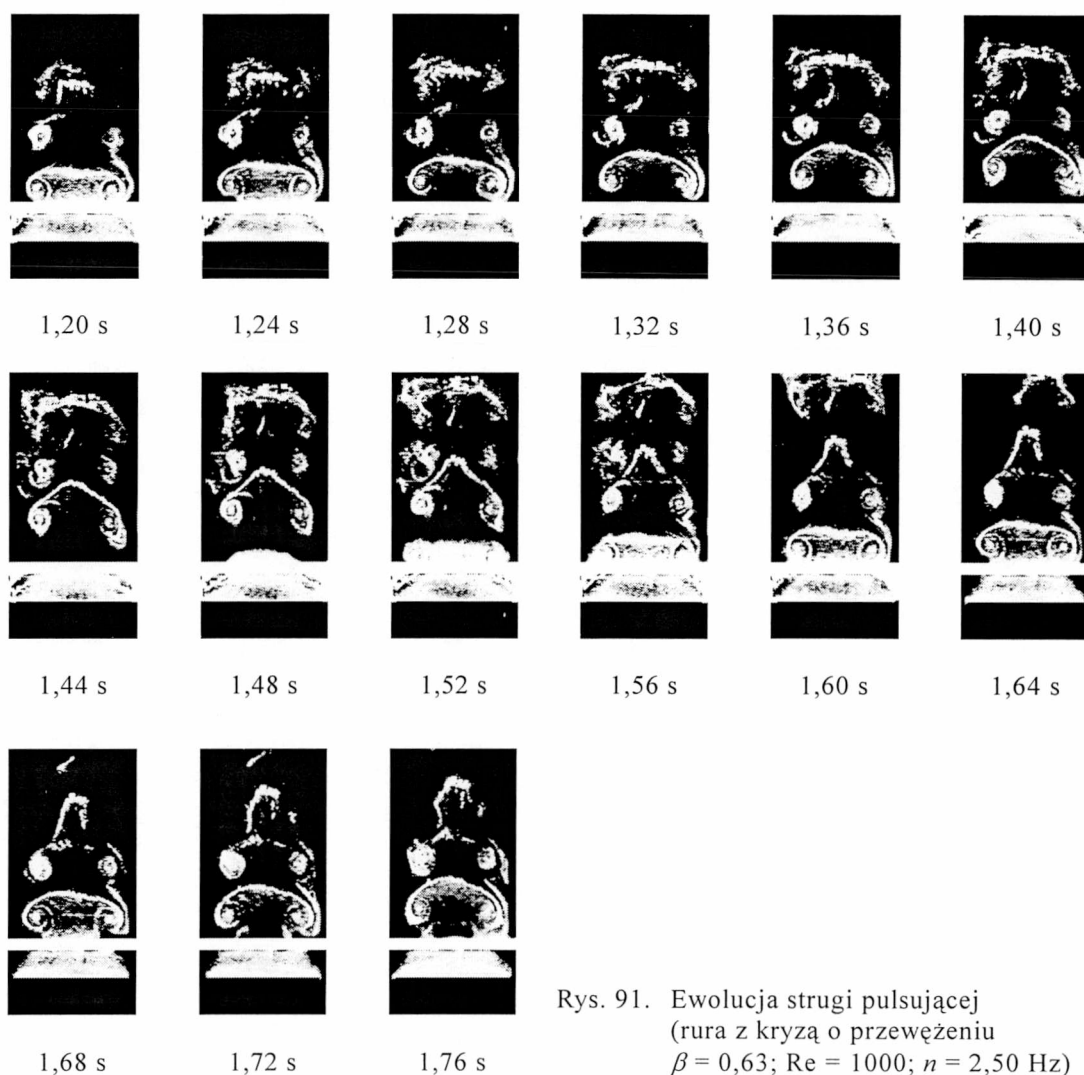
Rys. 90. Obrazy strug w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) o $Re = 6000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,75$

5.1.4. Ewolucja w czasie struktury strugi za kryzą

Ewolucję struktury strugi przeanalizowano na przykładzie sekwencji obrazów (rys. 91) wykonanych, co $0,04$ s podczas przepływu z $Re = 1000$ i nałożoną pulsacją o częstotliwości $n = 2,50$ Hz, przez rurę z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,63$. Cykl pulsacji składa się z półokresu, w którym następuje przyrost prędkości do maksimum, oraz drugiego półokresu, w którym chwilowa prędkość średnia spada do minimum. W rozpatrywanym przepływie prędkość maksymalna jest dwukrotnie większa od prędkości średniej, a minimalna, w ujemnej części sinusoidy, spada prawie do zera. Przedstawione obrazy poddano mocnej obróbce komputerowej w celu wyeliminowania elementów tła nie wnoszących informacji o przebiegu zjawiska. Obrazy zarejestrowane dla czasów od 0 do $0,16$ s pokazują przedział, w którym prędkość chwilowa jest bliska zeru. Na obrazach dla czasów $0,20 - 0,36$ s, obserwuje się wzrost prędkości chwilowej do jej wartości maksymalnej i ponowny jej spadek do zera. W czasie tego cyklu znacznik dotarł w okolice kryzy i częściowo za nią. Dla czasów od $0,40$ do $0,52$ s widać, że gdy przed kryzą (przy prędkości chwilowej bliskiej 0) nie występuje wyraźny przepływ, to za kryzą następuje dalszy rozwój struktury wirowej do postaci torusa. Torus powstaje w strefie recyrkulacji. Intensywność znacznika spada, z czego można wnioskować o wymieszaniu w torusie elementów strugi z otoczeniem. Obserwowany rozrost torusa jest zatem efektem stopniowego rozpraszania energii kinetycznej przejętej od strugi. Wzrost prędkości chwilowej w następnym cyklu pulsacji ($0,56 - 0,76$ s) powoduje odepchnięcie już utworzonego torusa od kryzy i utworzenie w jego miejsce nowego. Kolejny powstający torus odpływając od powierzchni kryzy oddziałuje z poprzednim torusem i jest przez niego deformowany ($t = 1,00 - 1,16$ s; $1,40 - 1,56$ s). Zatem znaczna część energii strugi pulsującej nie jest natychmiast zamieniana na ciepło tylko oddawana do struktur wirowych. Na następnych obrazach ($t = 1,60 - 1,76$ s) obserwuje się stopniowe rozpraszanie znacznika pierwszej powstałej struktury, aż do całkowitego jej zaniku.

Śledząc drogę, jaką przebędzie granica strugi i wewnętrzna krawędź torusa, można wykreślić linię rozdziału strefy przepływu i strefy recyrkulacji.





Rys. 91. Ewolucja strugi pulsującej
(rura z kryzą o przewężeniu
 $\beta = 0,63$; $Re = 1000$; $n = 2,50$ Hz)

5.1.5. Oszacowanie zasięgu stref recyrkulacji za kryzą

Analizując kształty strugi za kryzą (p. 5.1.3.) oraz jej ewolucję w czasie (p. 5.1.4.) stwierdzono, że na otrzymanych obrazach przepływu za kryzą widoczna jest granica między strefą recyrkulacji a strugą wypływającą z otworu kryzy. Mimo, iż we wszystkich analizowanych przepływach pulsujących przebieg tej granicy jest niepowtarzalny, co świadczy o przestrzennym charakterze występujących wielkoskalowych struktur wirowych, możliwe jest jednak oszacowanie zasięgów stref recyrkulacji za kryzami.

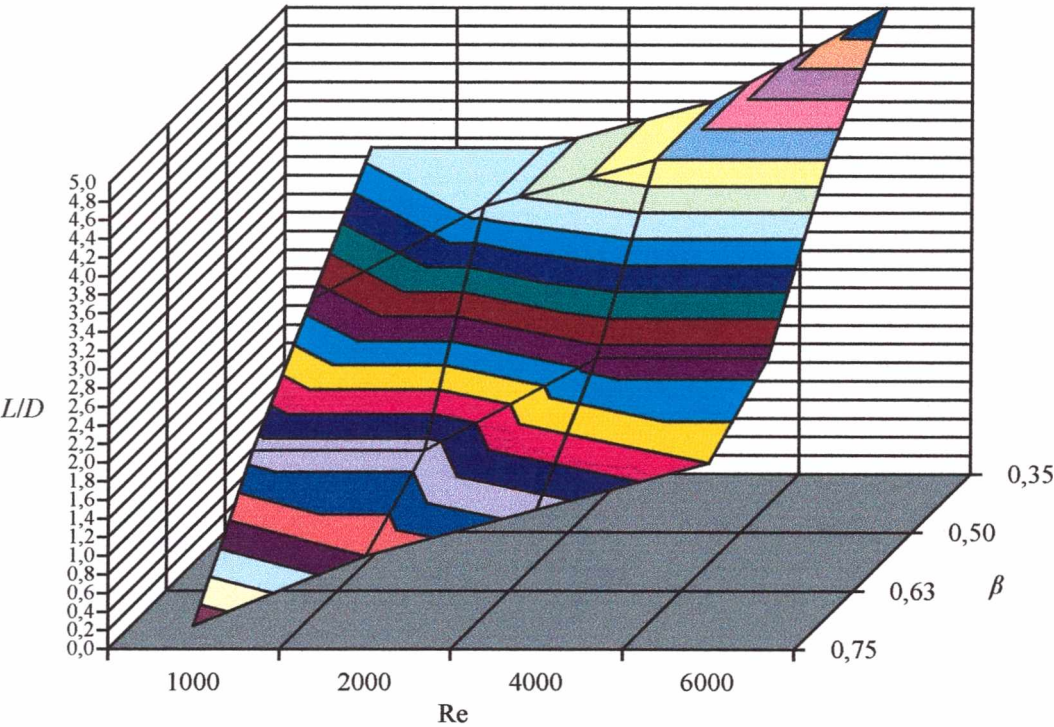
W tabeli 3 zestawiono średnią zasięgów (o długościach L) zaobserwowanych stref recyrkulacji dla przepływu ustalonego zestawionych dla różnych warunków przepływu i geometrii kryz, w zależności od Re i β .

Na wykresie (rys. 92) przedstawiono graficznie dane zestawione w powyższej tabeli. Trudno jest jednak znaleźć prostą zależność zasięgu strefy recyrkulacji od jednego z parametrów charakteryzującego przepływ.

Tabela 3. Długość L stref recyrkulacji za kryzą w przepływie ustalonym

Występ ($D-d$)/ $2D$	Liczba Reynoldsa Re				Kryza β
	1000	2000	4000	6000	
0,125	0,25 D	1 D	1,5 D	2 D	0,75
0,185	1,5 D	1,5 D	2,5 D	2,5 D	0,63
0,250	2,5 D	3,5 D	4 D	4 D	0,50
0,325	3,5 D	3,5 D	4 D	5 D	0,35

Zauważono bowiem, że na zasięg stref recyrkulacji za kryzą ma wpływ zarówno względna wartość występu, jak i liczba Reynoldsa Re , a przede wszystkim Re_d . Dla liczb Reynoldsa $Re_d \leq 3000$ (przepływ laminarny i słabo turbulentny) zasięg strefy recyrkulacji wynosi od 8 do 10 wysokości występu, a w przepływie turbulentnym rośnie o około 50 %.



Rys. 92. Zależność względnej długości stref recyrkulacji od liczby Reynoldsa i przewężenia kryzy w przepływie ustalonym ($n = 0$)

Zasięgi stref recyrkulacji wyznaczone wizualizacyjną metodą pęcherzyków wodorowych dla kryzy o przewężeniu $\beta = 0,63$ są zgodne z odległościami obliczonymi numerycznie w pracy [15] (wynoszącymi 1,6 D) jedynie dla laminarnego i słabo turbulentnego przepływu w otworze kryzy ($Re_d \leq 3000$). Dla wyższych liczb Reynoldsa długości stref recyrkulacji przekraczają cytowane w tej pracy wartości wybrane z badań doświadczalnych, wynoszące 1,9 D .

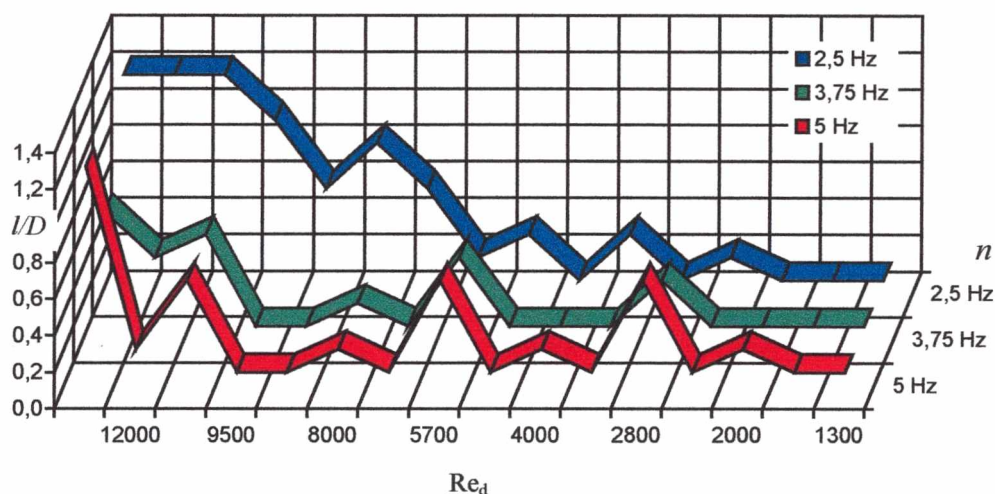
Wyniki uzyskane podczas wizualizacji przepływu przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,63$ z liczbą $Re_d = 3000$ wykazują zgodność zmierzonej długości strefy recyrkulacji z wartością doświadczalną Nazarczuka i Panczenki [70], która wynosi około 10 $(D - d) / 2 D$.

W tabeli 4 podano odległości l od płaszczyzny kryzy, w jakich zaobserwowano torusy powstające w przepływie pulsującym, w zależności od liczby Reynoldsa odniesionej do otworu kryzy.

Tabela 4. Odległość l od kryzy strefy tworzenia się regularnych struktur wirowych w przepływie pulsującym

Przewężenie kryzy β	Liczba Reynoldsa Re_d	Odległość, przy częstotliwości pulsacji		
		2,50 Hz	3,75 Hz	5 Hz
0,35	2900	$1/8 D$	$3/8 D$	$5/8 D$
	5700	$2/8 D$	$4/8 D$	$5/8 D$
	11400	$>10/8 D$	$5/8 D$	$5/8 D$
	17100	$>10/8 D$	$6/8 D$	$>10/8 D$
0,50	2000	$1/8 D$	$1/8 D$	$2/8 D$
	4000	$1/8 D$	$1/8 D$	$2/8 D$
	8000	$7/8 D$	$2/8 D$	$2/8 D$
	12000	$10/8 D$	$4/8 D$	$2/8 D$
0,63	1600	$1/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
	3200	$3/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
	6300	$5/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
	9500	$8/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
0,75	1300	$1/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
	2700	$2/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
	5300	$3/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$
	8000	$5/8 D$	$1/8 D$	$1/8 D$

Na wykresie (rys. 93) przedstawiono graficznie dane zebrane w tabeli 4. Każda wstęga na wykresie odpowiada określonej częstotliwości. Odległości od kryzy podane względem średnicy rury (l/D) przedstawiono w zależności od liczby Reynoldsa odniesionej do średnicy otworu kryzy Re_d . Jak widać, odległości powstawania struktur nie zależą wyłącznie od liczby Reynoldsa Re_d .



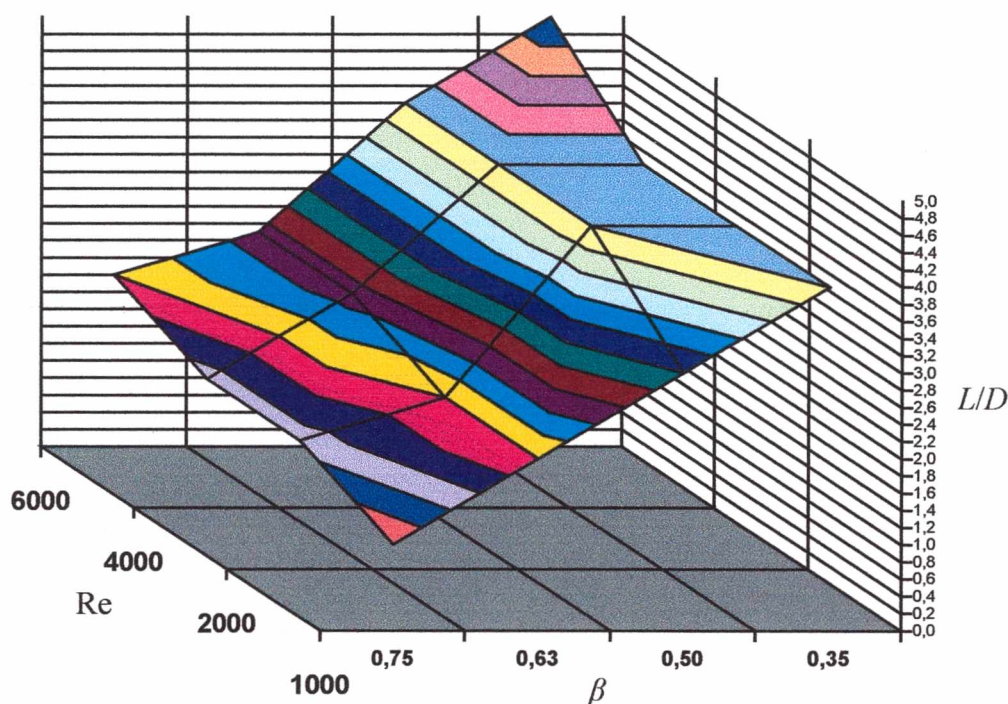
Rys. 93. Zależności względnej odległości tworzenia się regularnych struktur wirowych od kryzy w przepływie pulsującym

Mimo, iż zasięg strefy recyrkulacji w przepływie pulsującym zmienia się podczas cyklu, można określić jej maksymalny zasięg. W tabeli 5 zestawiono przykładowo zasięgi strefy recyrkulacji dla przepływu pulsującego z częstotliwością $n = 2,50$ Hz.

Tabela 5. Zasięgi L stref recyrkulacji dla przepływu pulsującego z częstotliwością $n = 2,50$ Hz

Występ ($D-d$)/ $2D$	Liczba Reynoldsa Re			
	1000	2000	4000	6000
0,125	1 D	1,5 D	1,5 D	2 D
0,185	2 D	2 D	2,5 D	2,5 D
0,250	3 D	4 D	4 D	4 D
0,325	4 D	4 D	4 D	5 D

Dane z tabeli 5 przedstawiono graficznie na rysunku 94. Widać, że zarówno wzrost liczby Reynoldsa Re , jak i Re_d (związany ze zmniejszeniem otworu kryzy) powodują wzrost zasięgu strefy recyrkulacji.



Rys. 94. Zależność względnej długości stref recyrkulacji od liczby Reynoldsa i przewężenia kryzy w przepływie pulsującym z częstotliwością $n = 2,50$ Hz

Z porównania wyników badań dla przepływów o $n = 0$ oraz przepływów pulsujących (rys. 92 i 95) stwierdzono, że częstotliwość pulsacji ma niewielki wpływ na zasięg strefy recyrkulacji. Właściwie jedynie wtedy, gdy liczba $Re < 2000$, występuje nieznaczne zwiększenie tego zasięgu w przepływie pulsującym.

5.1.6. Spostrzeżenia wynikające z badań wizualizacyjnych

- Kształt i zasięg stref zastoju przed kryzą zależy od kształtu profilu prędkości w rurze.
- W przepływie ustalonym kształt granicy jest zmienny i niepowtarzalny.
- Wzrost liczby Reynoldsa komplikuje obrazy strug, poprzez wzrost różnicy prędkości pogłębiającej niestabilność granicy rozdziału strugi tranzytowej i strefy recyrkulacji (niestabilność Kelvina - Hemholtza).

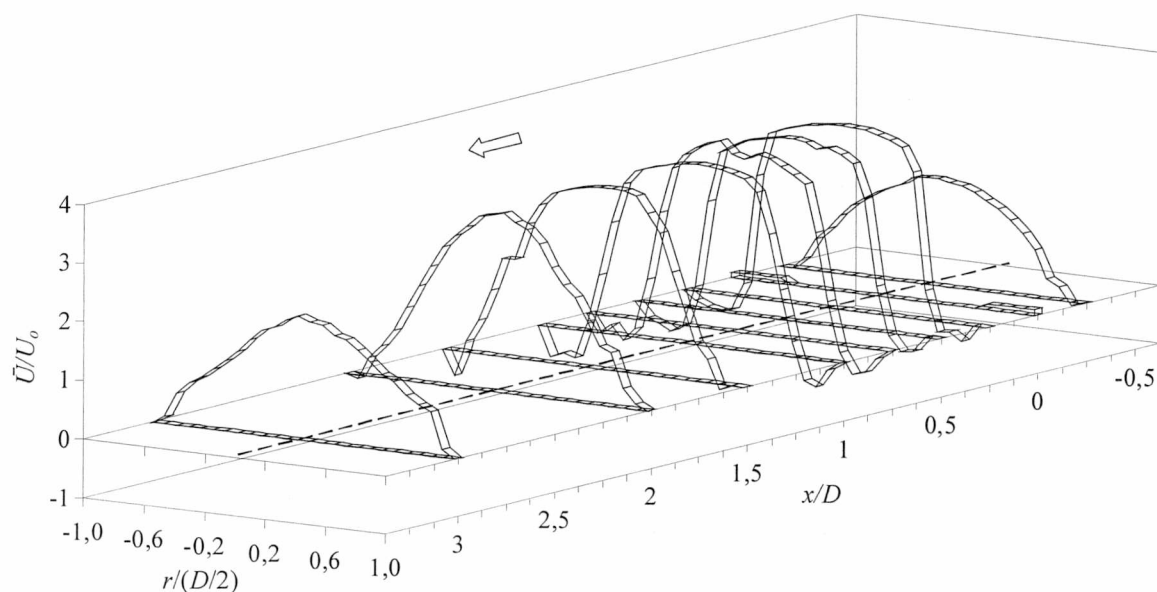
- W przepływie z nałożoną pulsacją po spływie z krawędzi kryzy tworzą się symetryczne struktury wirowe, w postaci torusów.
- Wraz z oddalaniem się od przewężenia średnica podziałowa torusów rośnie.
- Wzrost częstotliwości pulsacji skraca czas powstawania kolejnych struktur i odległość między nimi.
- Część energii kinetycznej strugi pulsującej jest oddawana do struktur wirowych w chwilach wzrostu i maksymalnej prędkości a następnie odbierana w chwilach spadku i minimalnej prędkości; struktura wirowa akumuluje energię kinetyczną strugi.
- Średnica torusów ma stałą wartość i można ją oszacować na $1,2 d$ (d – średnica otworu przewężenia).
- Częstotliwość pulsacji nie wpływa istotnie na zasięg stref recyrkulacji.

5.2. Analiza struktury przepływów w rurze z kryzą na podstawie pomiarów anemometrycznych

Wyniki badań wizualizacyjnych dostarczyły wielu informacji natury jakościowej. Jednak sama wizualizacja nie daje informacji ilościowych. A zatem celem zweryfikowania wyników przeprowadzonych badań wizualizacyjnych, uzyskania dodatkowych informacji oraz podjęcia próby ich wyjaśnienia i uogólnienia, przeprowadzono pomiary metodą anemometrii laserowej. Zakres tych pomiarów ograniczono do dokładnego zbadania tych przepływów przez rury z kryzą w odniesieniu do których z jednej strony dysponowano wynikami badań numerycznych, a z drugiej strony własnymi, dość dobrze widocznymi, obrazami otrzymanymi metodą wizualizacji przepływu. Wytypowano zatem dwa przewężenia kryzy ($\beta = 0,50$ i $\beta = 0,63$), które były przebadane numerycznie [15, 16]. Zrezygnowano z liczb Reynoldsa 4000 i 6000 ze względu na słabo widoczne struktury uzyskane w metodzie wizualizacji. Również ograniczono zakres badanych częstotliwości pomijając częstotliwość $n = 5,0$ Hz ze względu na zaburzenia wywoływane – przy tej częstotliwości – na komputer przez falownik sterujący pulsorem. Badania anemometryczne przeprowadzono zatem dla przepływów o liczbach Reynoldsa 1000 i 2000 charakteryzujących wypływy laminarne i turbulentne strugi z otworu kryzy, a zbadane częstotliwości (2,50; 3,75 Hz) pozwoliły ocenić wpływ pulsacji na zmiany pól prędkości za kryzą. W celu wyznaczenia pól prędkości, obszar obserwacji podzielono na 8 przekrojów pomiarowych (w odległości 0,25 D przed kryzą oraz za kryzą w odległościach 0,25; 0,50; 0,75; 1,00; 1,50; 2,00; 3,00 D), na których wyznaczono po 24 punkty pomiarowe. W każdym punkcie mierzono prędkości chwilowe najpierw w przepływie ustalonym, a następnie w pulsującym. W obu przypadkach strumień objętości (w przepływie pulsującym uśredniony w czasie) był taki sam. W przepływach ustalonych zebrano 400 pomiarów w każdym punkcie, natomiast w przepływach pulsujących wszystkie pomiary w czasie 10 minut. Uśrednione prędkości chwilowe – nazywane dalej prędkościami uśrednionymi – pomierzone w punktach, pozwoliły wykreślić profile prędkości. Znajomość tych prędkości w kolejnych przekrojach poprzecznych do osi rury umożliwia wyznaczenie pola prędkości za przewężeniem. W analizie pól prędkości przepływu pulsującego posłużono się polami wyznaczonymi dla jednej fazy cyklu pulsacji, w której występują najbardziej rozwinięte profile i maksymalne prędkości. Faza ta nie pokrywa się z fazą maksymalnej prędkości tłoka pulsatora i jest opóźniona o około 45° względem niego. Uwzględnienie w analizie tylko jednej fazy pulsacji pociąga za sobą w konsekwencji możliwość rozpatrywania chwilowego pola prędkości o większych wartościach prędkości niż w przepływie ustalonym.

Na rysunku 96 przedstawiono profile prędkości dla przepływu ustalonego o $Re = 1000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,63$. Przepływ wody odbywa się w kierunku wskazywanym przez strzałkę, a profil najdalej oddalony od obserwatora $x/D = -0,25$ jest profilem prędkości strumienia dopływającego do kryzy. W przekroju o współrzędnej $x/D = 0$ znajduje się kryża. Za nią w odległości 0,25 D obserwuje się wyraźny wzrost prędkości uśrednionych w świetle otworu kryzy w stosunku do prędkości przed kryzą. Na granicy strugi tranzytowej występuje duży gradient tej prędkości, a w obszarach znajdujących się w cieniu kryzy prędkość przyjmuje wartości ujemne. Wraz z oddalaniem się od kryzy średnica rdzenia strugi tranzytowej maleje, a w obszarze przejściowym gradient prędkości jest mniejszy. Profil prędkości w obszarze strugi tranzytowej z płaskiego (tuż za kryzą) przechodzi w paraboliczny w większej odległości od niej. W odległości $x/D = 2$ za kryżę zanikają prędkości ujemne w pobliżu ścian rury, a profil prędkości powraca do parabolicznego. Można zauważyć, że między kryżą i przekrojem oddalonym od niej o 1,5 D występujące obszary o ujemnych

prędkościach – strefy recyrkulacji – nie są symetryczne. Zarówno szerokości obszaru zawirowań, jak i wartości prędkości nie wykazują symetrii.

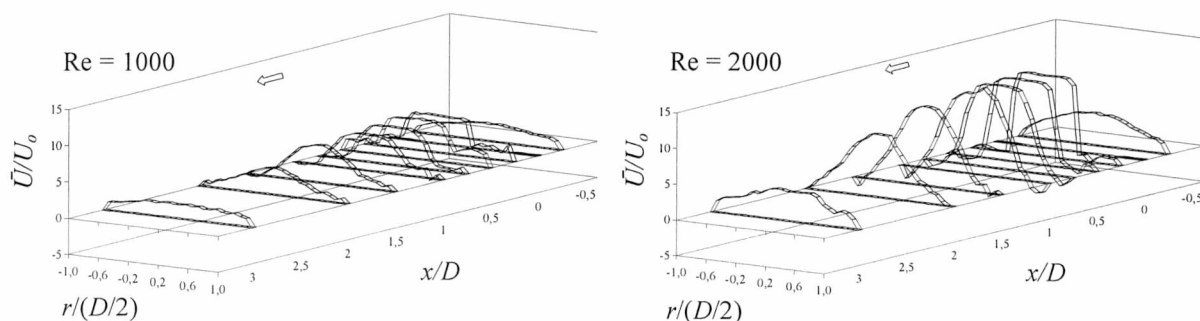


Rys. 96. Profile prędkości uśrednionych w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ przez kryżę o $\beta = 0,63$

5.2.1. Ewolucja profilu prędkości uśrednionych

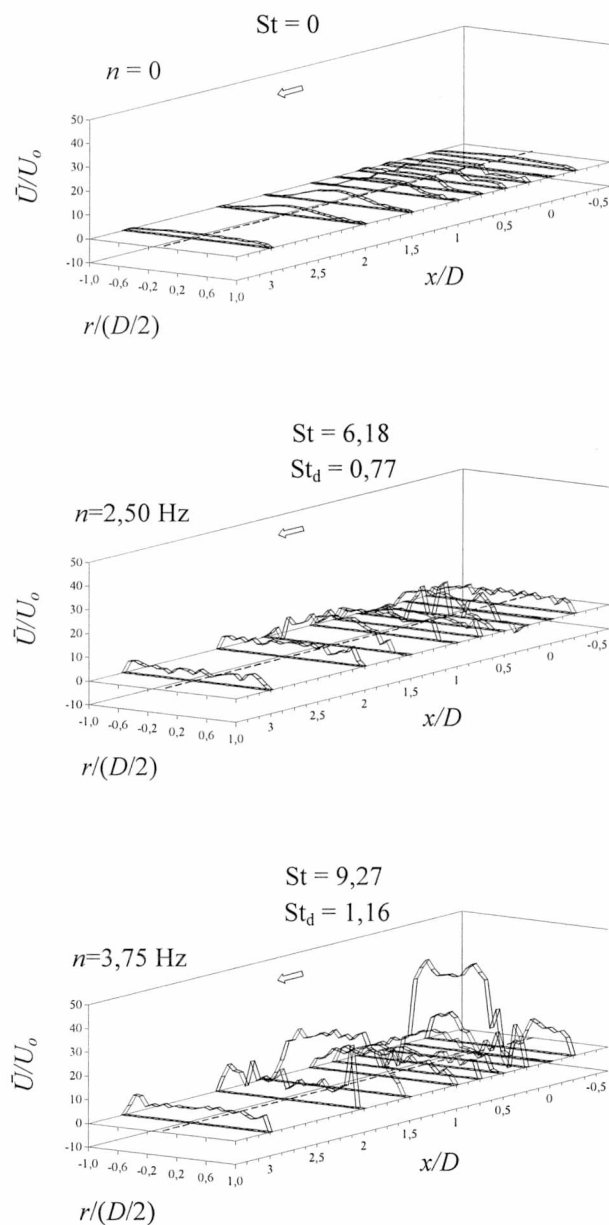
Wyniki pomiarów anemometrycznych w postaci profili prędkości uśrednionych dla kryż o przewężeniu $\beta = 0,50$ i $0,63$ przedstawiono i przeanalizowano na rysunkach 97 - 105.

Na rysunku 97 porównano profile prędkości uśrednionych sporządzone w kolejnych przekrojach pomiarowych podczas ustalonych przepływów przez rurę o $Re = 1000$ i 2000 , co przy zainstalowanej kryży o przewężeniu $\beta = 0,50$ odpowiadało wypływowi z otworu kryży – $Re_d = 2000$ i 4000 . Zauważa się, że ze wzrostem liczby Reynoldsa, z zatem wzrostem prędkości strugi tranzytowej, rośnie prędkość przepływu powrotnego w strefie recyrkulacji. Kształt profili prędkości pozostaje jednak podobny, a zasięg strefy recyrkulacji nie ulega zmianie i nadal jest mniejszy od $2 D$. W odległości od kryży $x/D = 3$ – kształt profilu prędkości jest paraboliczny, ale nieznacznie zaburzony.

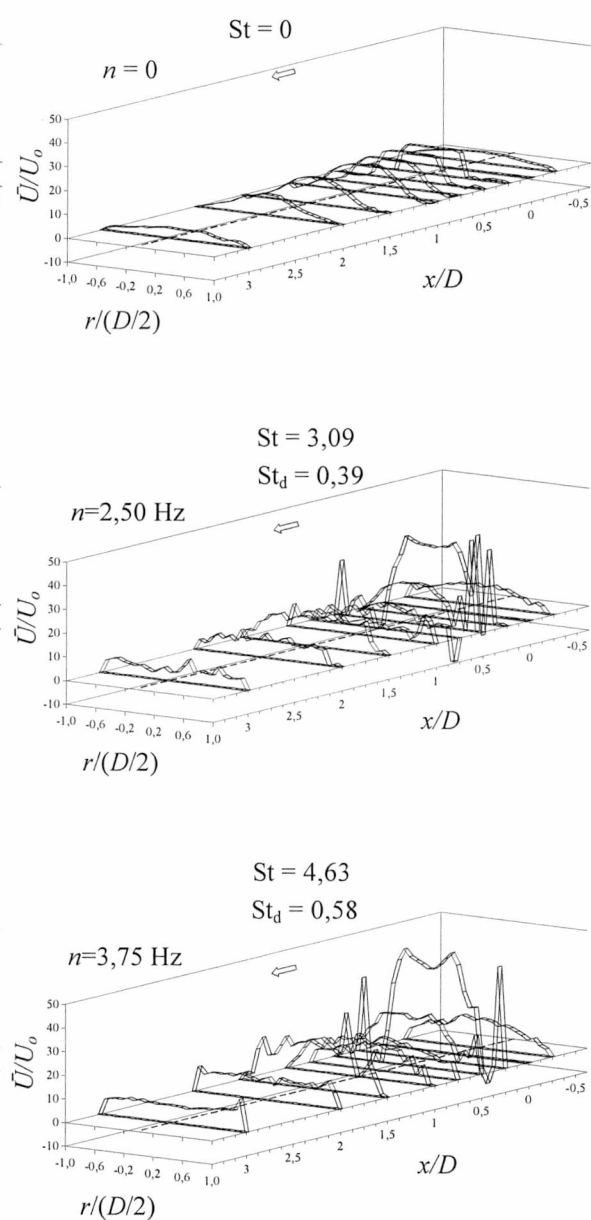


Rys. 97. Ewolucja profilu prędkości uśrednionych wzdłuż osi rury dla kryży o $\beta = 0,50$ w przepływie ustalonym

Na rysunku 98 i 99 przedstawiono ewolucję profilu prędkości w ustalonych i pulsujących przepływach o $Re = 1000$ i 2000 przez rurę z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$. Nałożenie na przepływ główny pulsacji o częstotliwości $2,50$ Hz powoduje zaburzenie dość regularnych profili prędkości (uzyskanych w przepływie ustalonym tj. dla $n = 0$, a w skali większej pokazanych na rys. 97) we wszystkich przekrojach pomiarowych. Wzrost częstotliwości pulsacji do $3,75$ Hz jeszcze bardziej je zaburza. Wyznaczona dla tych parametrów przepływu liczba Strouhala została podana na rysunku. Można zauważyć, że wzrost liczby Strouhala powoduje zwiększenie zaburzeń i tak dla $Re = 2000$ i częstotliwości $n = 3,75$ Hz ($St = 4,63$) zaburzenia są mniejsze niż dla $n = 2,50$ Hz dla liczby $Re = 1000$ ($St = 6,18$).



Rys. 98. Ewolucja profilu prędkości wzdłuż osi rury z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$ i $Re = 1000$

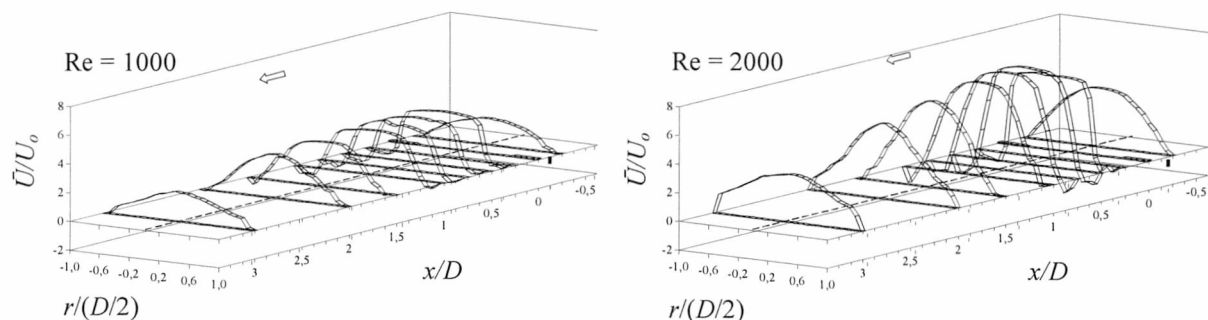


Rys. 99. Ewolucja profilu prędkości wzdłuż osi rury z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$ i $Re = 2000$

W przepływie pulsującym obserwuje się pojawianie pików wysokich prędkości w obszarach recyrkulacji. Występujące duże wartości prędkości zdarzają się zarówno jako dodatnie, jak i ujemne, co może być wynikiem obecności struktur wirowych o dużej intensywności. Dla

przepływu przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$ nie zaobserwowano zwiększenia zasięgu strefy recyrkulacji na skutek wzrostu częstotliwości pulsacji.

Na rys. 100 przedstawiono ewolucję profilu prędkości przepływu ustalonego przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ dla $Re = 1000$ i 2000 .



Rys. 100. Ewolucja profilu prędkości uśrednionych wzdłuż osi rury w przepływie ustalonym z kryzą o $\beta = 0,63$

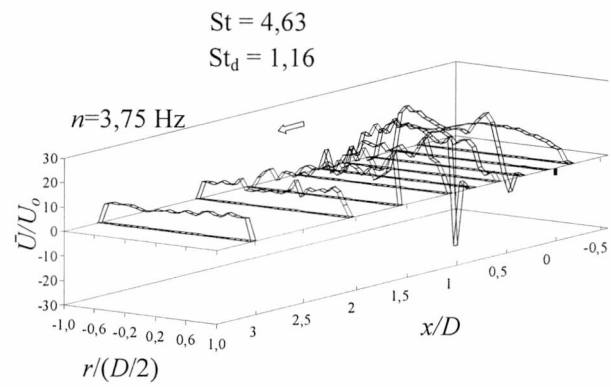
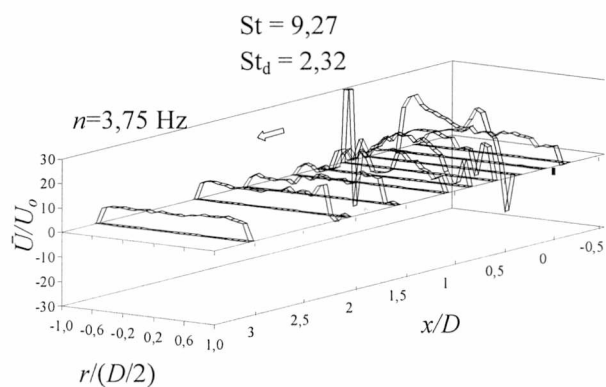
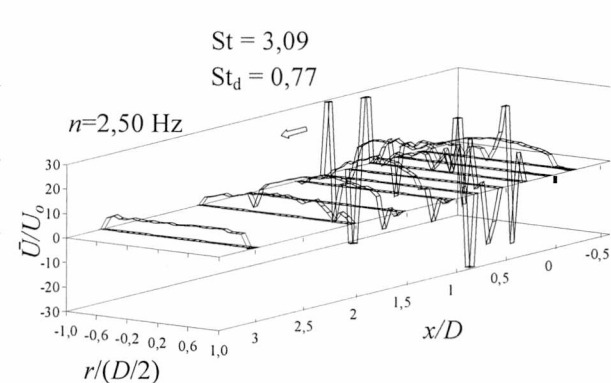
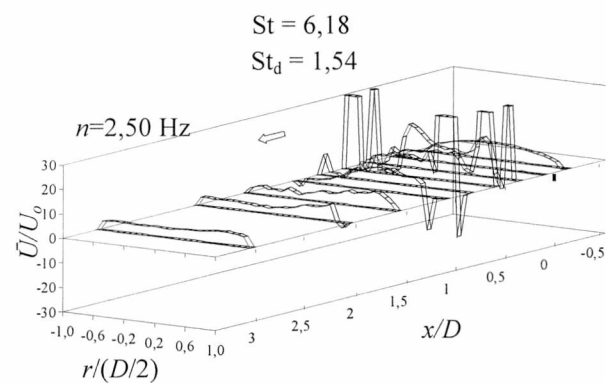
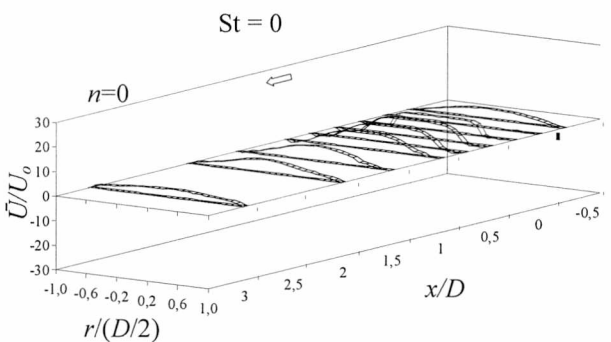
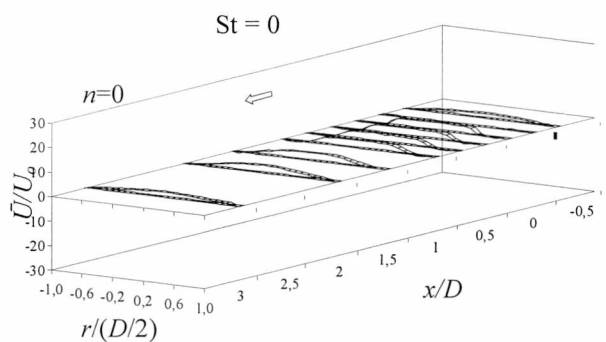
W przepływie w rurze o $Re = 1000$, struga tranzytowa po przejściu przez kryzę ma płaski profil, który wraz z oddalaniem się od przewężenia staje się paraboliczny. W pobliżu kryzy na granicy strugi tranzytowej i strefy recyrkulacji, podobnie jak w przepływie z zainstalowaną kryzą o $\beta = 0,50$, występuje duży gradient prędkości, który maleje wraz z oddalaniem się od niej. W cieniu kryzy występują prędkości ujemne, co wskazuje na występowanie w tym miejscu strefy recyrkulacji. Zasięgi stref recyrkulacji nie przekraczają $2D$ i nie są one symetryczne względem osi rury. Podobnie jak dla kryzy o $\beta = 0,50$ wzrost liczby Reynoldsa do 2000 zwiększa prędkości powrotne w strefach recyrkulacji, ale nie wydłuża tych stref.

Na rys. 101 porównano ewolucję profilu prędkości uśrednionych (pomierzonych w tej samej fazie pulsacji) wzdłuż osi rury w ustalonym i pulsującym przepływie o $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ dla różnych nałożonych częstotliwości pulsacji, a na rys. 102 – w przepływie o $Re = 2000$.

Podobnie jak w przepływie przez rurę z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$ zaburzenia profili prędkości zależą wyraźnie od liczby Strouhala i wraz z nią rosną.

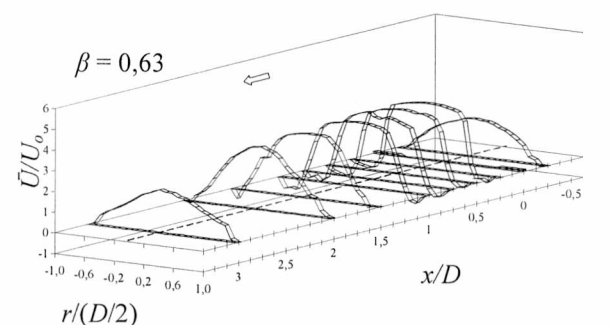
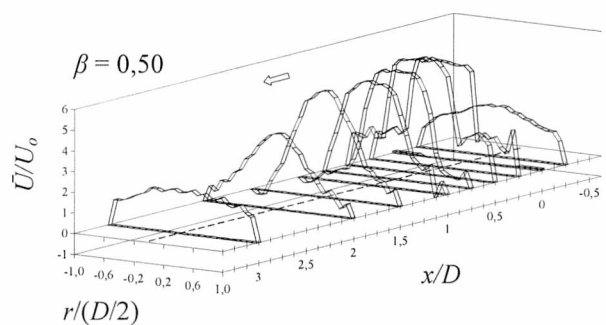
Wpływ zmiany przewężenia kryzy na pola prędkości za nią przeanalizowano na podstawie porównania ewolucji prędkości uśrednionych w przepływie o $Re = 1000$ (rys. 103 - 105). Zmniejszenie przekroju przepływowego otworu przewężenia, wywołuje zgodnie z równaniem ciągłości, zwiększenie prędkości strugi tranzytowej, w wyniku czego rośnie prędkość w strefach recyrkulacji, podobnie jak w przypadku wzrostu liczby Reynoldsa. Zauważa się większe oddziaływanie wsteczne kryzy (rys. 103), o czym świadczy zmiana kształtu profilu prędkości przed kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$. Jego kształt wskazuje, że kryza wpływa na przyspieszenie strugi w pobliżu osi rury.

Na kolejnych rysunkach porównano ewolucję profilu prędkości wzdłuż osi rury w ustalonym i pulsującym przepływie o $Re = 1000$ w rurze z zainstalowaną kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$ (rys. 104) i $\beta = 0,63$ (rys. 105). W obu przepływach liczby Strouhala odniesione do średnicy rury dla odpowiadających sobie częstotliwości pulsacji są jednakowe. Obserwuje się, że pomimo ich równości zaburzenie profili jest inne. Bardziej jednoznaczne określenie charakteru przepływu uzyskuje się operując liczbą Strouhala odniesioną do średnicy otworu kryzy St_d .

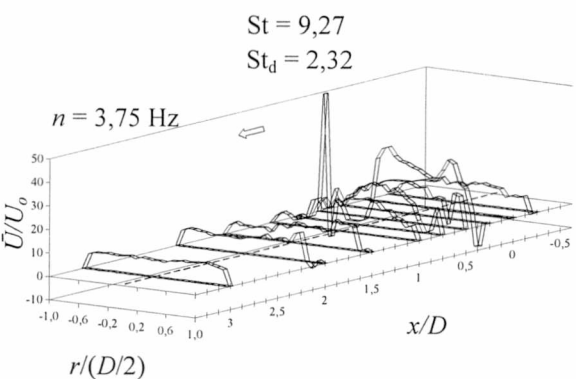
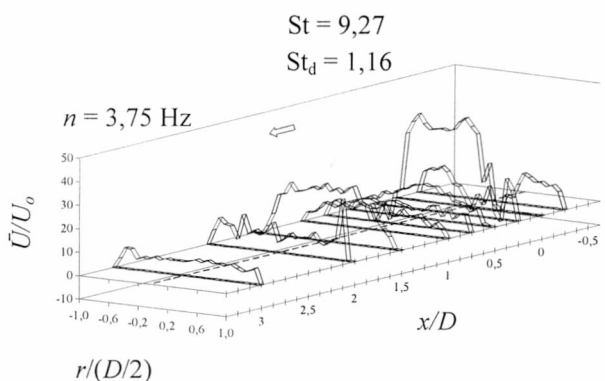
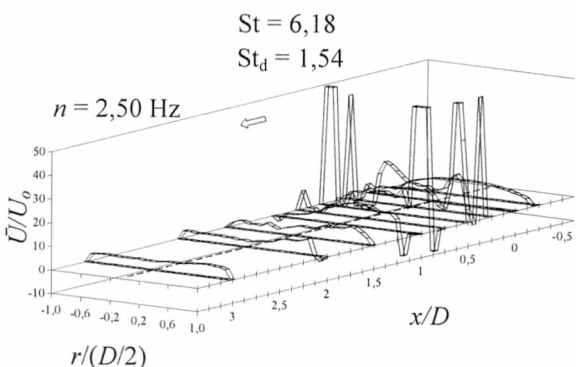
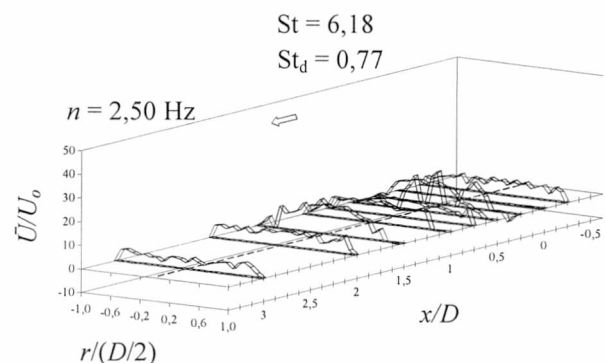
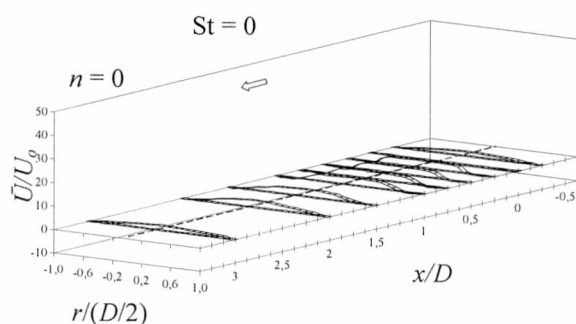
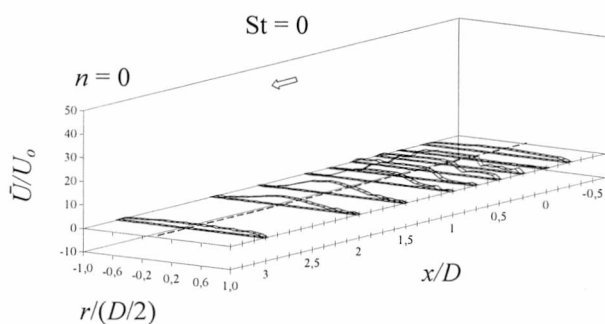


Rys. 101. Ewolucja profilu prędkości wzdłuż osi rury z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,63$ i $Re = 1000$

Rys. 102. Ewolucja profilu prędkości wzdłuż osi rury z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,63$ i $Re = 2000$



Rys. 103. Ewolucja profilu prędkości uśrednionych wzdłuż osi rury w przepływie ustalonym o $Re = 1000$

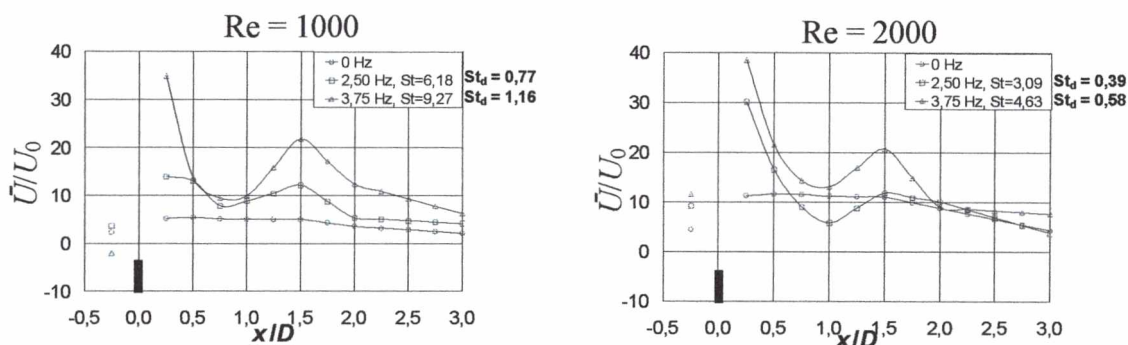


Rys. 104. Ewolucja profilu prędkości wzdłuż osi rury z kryzą o $\beta = 0,50$ ($Re = 1000$)

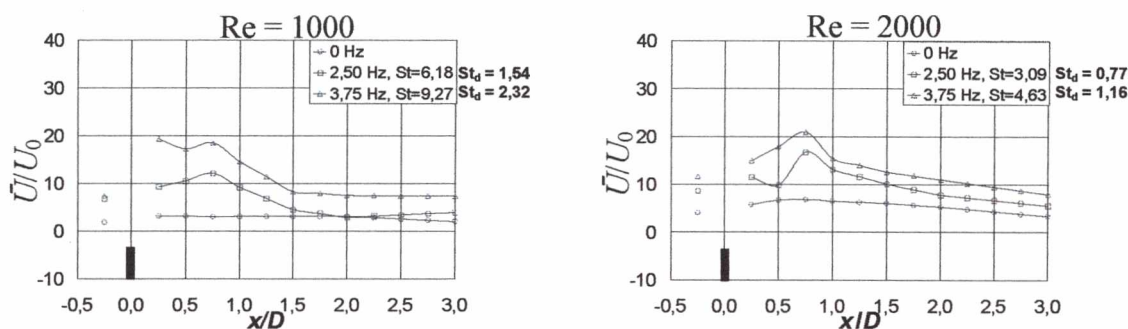
Rys. 105. Ewolucja profilu prędkości wzdłuż osi rury z kryzą o $\beta = 0,63$ ($Re = 1000$)

5.2.2. Ewolucja prędkości uśrednionych wzdłuż osi

Na rysunku 106 przedstawiono ewolucję prędkości uśrednionej wzdłuż osi rury z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,50$, a na rysunku 107 – z kryzą o $\beta = 0,63$. Zauważa się, że w przepływie ustalonym prędkość uśredniona za kryzą stopniowo spada aż do wartości początkowej (przed kryzą) w odległości $3 D$. Dla kryzy o przewężeniu $\beta = 0,50$ wartość prędkości w przekroju odległym od kryzy o $3 D$ jest niższa od wartości prędkości uśrednionej w odległości $x/D = -0,25$. Wskazuje to na wsteczne oddziaływanie kryzy na profil prędkości przed kryzą, które sięga dalej niż $-0,25 D$. Nałożenie na przepływ pulsacji powoduje istnienie dwóch maksimów prędkości; jednego zaraz za kryzą i drugiego w pewnej odległości za nią, przy czym odległość ta zmienia się wraz z fazą pulsacji. Dla tej samej fazy, w przepływie przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,50$ wynosi ona $1,5 D$ dla obu badanych liczb Reynoldsa, a w przepływie przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,63$ wynosi $0,75 D$ i również nie zależy od Re .

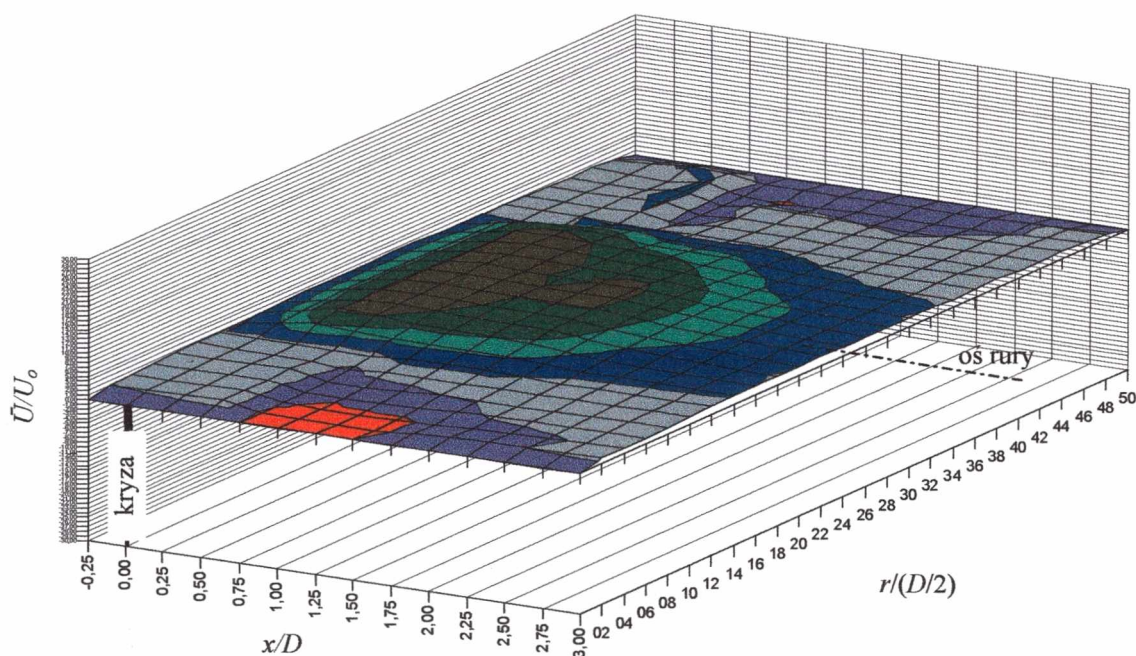


Rys. 106. Ewolucja prędkości wzdłuż osi rury w przepływie przez kryzę o $\beta = 0,50$.

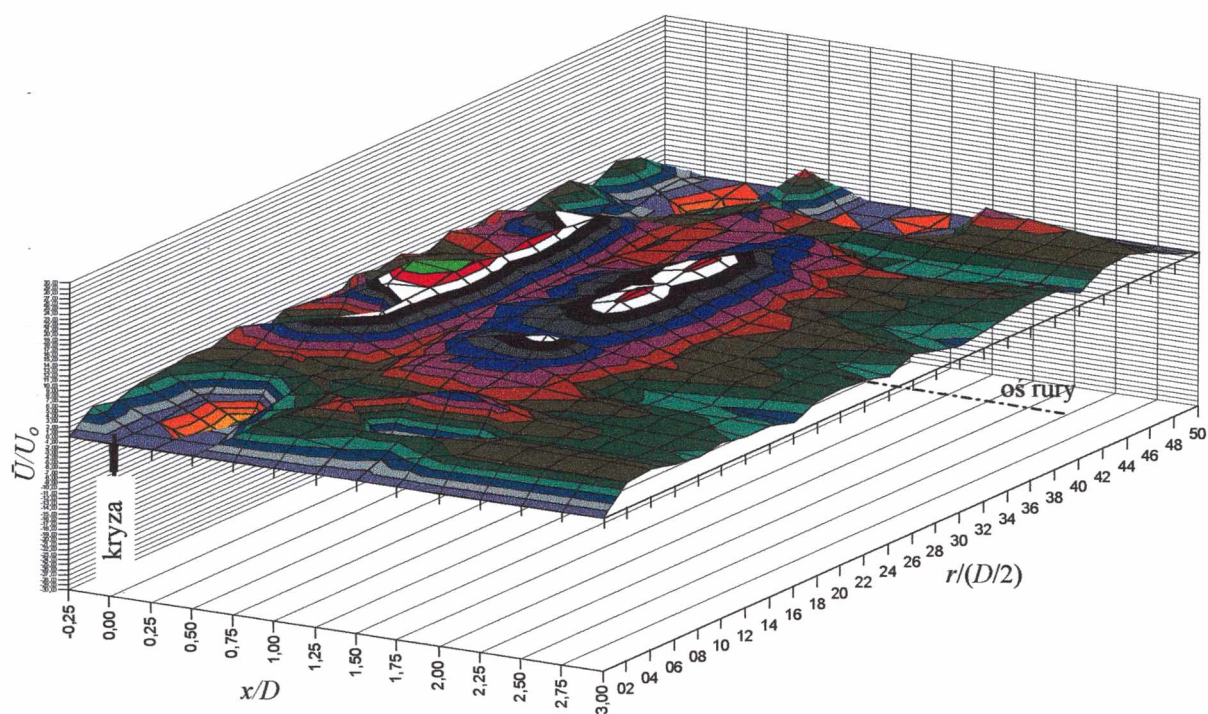


Rys. 107. Ewolucja prędkości wzdłuż osi rury w przepływie przez kryzę o $\beta = 0,63$.

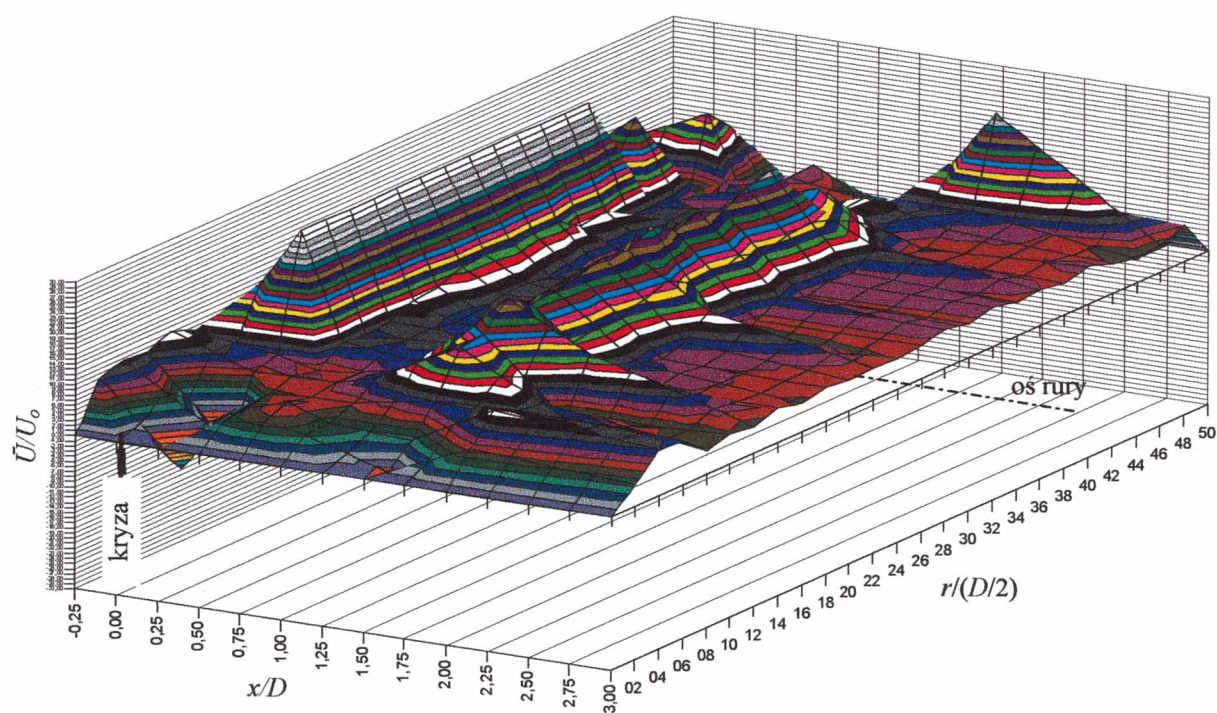
Przykładowe pola (mapy) prędkości uśrednionych uzyskane metodą anemometrii laserowej w przepływie ustalonym o $Re = 1000$ w pobliżu kryzy o przewężeniu $\beta = 0,50$ zainstalowanej w rurze przedstawiono na rys. 108, dla przepływów pulsujących z nałożoną częstotliwością $n = 2,50$ Hz – na rys. 109, a z częstotliwością $n = 3,75$ Hz – na rys. 110.



Rys. 108. Pole prędkości w przepływie ustalonym przez kryzę o $\beta = 0,50$ dla $Re = 1000$



Rys. 109. Pole prędkości w przepływie pulsującym ($n = 2,50$ Hz) przez kryzę o $\beta = 0,50$ dla $Re = 1000$



Rys. 110. Pole prędkości w przepływie pulsującym ($n = 3,75$ Hz) przez kryzę o $\beta = 0,50$ dla $Re = 1000$

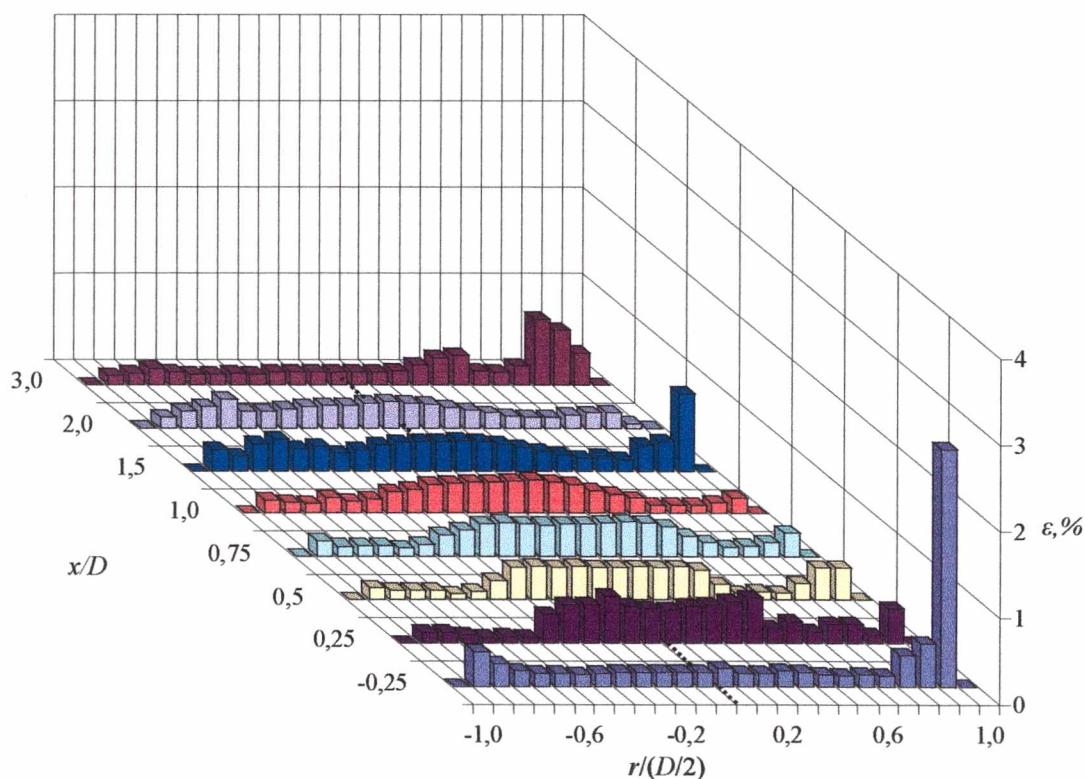
Na podstawie wyznaczonych pól prędkości (map prędkości) stwierdzono, że podwójne maksimum prędkości uśrednionej występuje w strudze tranzytowej w tych przekrojach, gdzie w strefie recyrkulacji występują prędkości ujemne.

5.2.3. Rozkłady intensywności fluktuacji prędkości

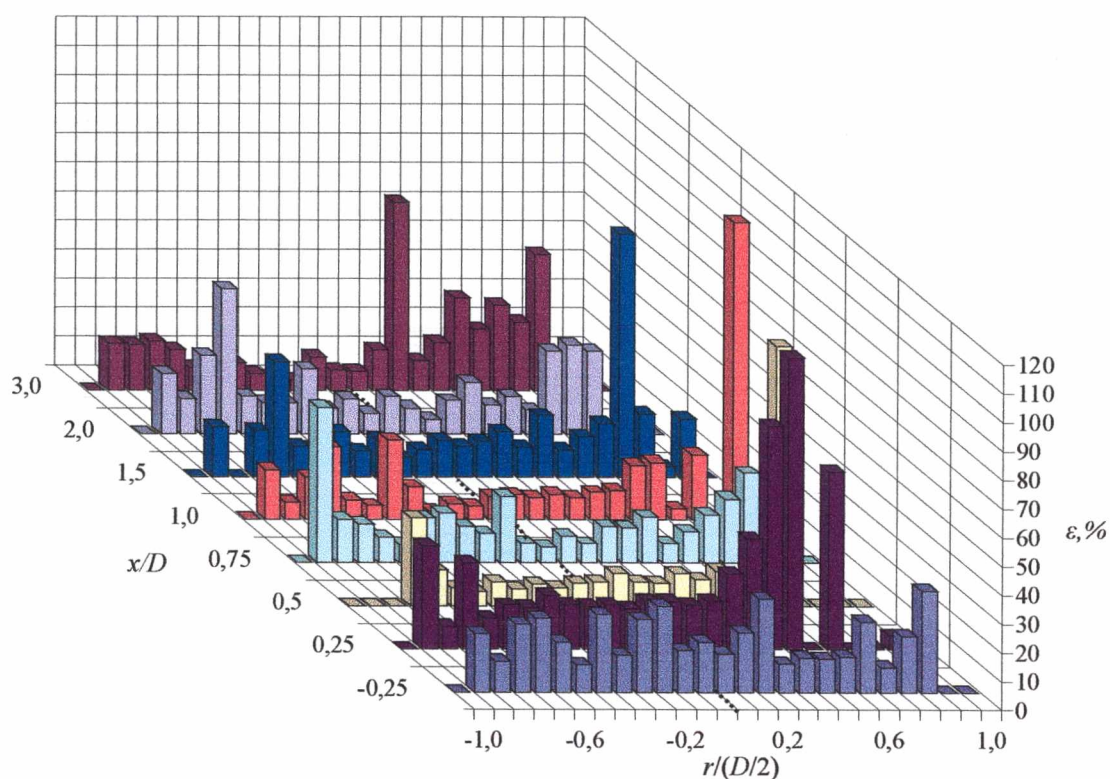
Na rysunku 111 przedstawiono rozkłady (w kolejnych przekrojach strugi) wzdłużnych składowych fluktuacji prędkości w przepływie ustalonym o $Re = 2000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,50$. Rysunek 112 przedstawia analogiczne rozkłady wzdłużnych składowych fluktuacji prędkości dla tej samej kryzy i liczby Reynoldsa, ale w przepływie pulsującym z nałożoną częstotliwością $n = 2,50$ Hz (w wybranej jednej fazie pulsacji). W przepływie pulsującym zauważa się wzrost składowej wzdłużnej fluktuacji prędkości na granicy strugi tranzytowej w obszarze bezpośrednio za kryzą, a w dalszej odległości od kryzy również w strefie recyrkulacji. Jak widać pulsacja zmienia wartości i rozkłady wzdłużnej składowej fluktuacji prędkości.

W przepływie ustalonym (rys. 111) intensywność ($\varepsilon = u'/U_0$) wzdłużnej składowej fluktuacji w strudze tranzytowej jest niska (poniżej 4 %), jej wartość stabilizuje się już w odległości $3D$ za kryzą, przy czym jest ona wyższa niż w strefie recyrkulacji. Przepływ pulsujący wywołuje zdecydowany wzrost jej wartości i zmianę rozkładu wartości maksymalnych w poszczególnych przekrojach pomiarowych. Niższe wartości wzdłużnej składowej intensywności fluktuacji prędkości są w strudze tranzytowej (do 40%), natomiast na granicy strugi i w strefie recyrkulacji zauważa się ich istotny wzrost nawet do 120%.

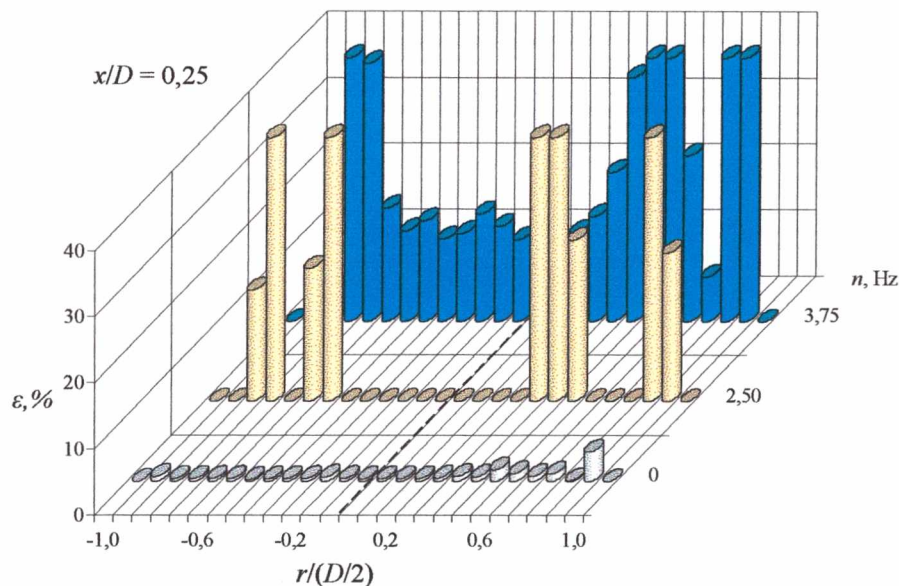
Na rysunku 113 zestawiono przykładowe rozkłady intensywności wzdłużnych składowych fluktuacji prędkości w przepływie o $Re = 1000$ w przekroju tuż za kryzą ($x/D = 0,25$) dla różnych częstotliwości pulsacji. Z porównania wynika, że niewielka ($\varepsilon = 2\%$) intensywność fluktuacji występująca w całym przekroju w odległości od $0,25D$ od kryzy w przepływie ustalonym ($n = 0$), rośnie zdecydowanie na obrzeżu strugi tranzytowej w przepływie pulsującym o obu częstotliwościach, a dla wyższej częstotliwości (3,75 Hz) również (w niewielkim stopniu) w strudze tranzytowej. We wszystkich analizowanych przepływach w pobliżu ścian rury jej wartości maleją.



Rys. 111. Rozkłady wzdłużnych składowych intensywności fluktuacji prędkości w przepływie ustalonym o $Re = 2000$ przez kryzę z przewężeniem $\beta = 0,50$

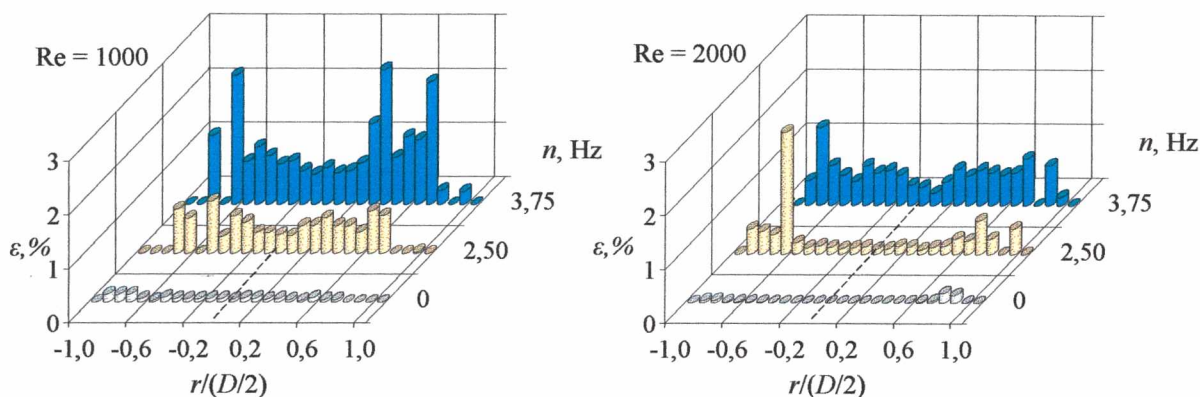


Rys. 112. Rozkłady wzdłużnych składowych intensywności fluktuacji prędkości w przepływie o $Re = 2000$ z nałożoną pulsacją o $n = 2,50$ Hz przez kryżę z przewężeniem $\beta = 0,50$ (w wybranej fazie pulsacji)



Rys. 113. Rozkłady wzdłużnych składowych intensywności fluktuacji prędkości w przekroju $x/D = 0,25$ w przepływie o $Re = 1000$ przez kryżę o przewężeniu $\beta = 0,50$ z różną nałożoną pulsacją

Przedstawione na rysunku 114 rozkłady wzdłużnej składowej intensywności fluktuacji prędkości potwierdzają poprzednio omówione spostrzeżenia, przy czym podczas przepływu o mniejszej kontrakcji strugi ($\beta = 0,63$), wzmocnienia fluktuacji prędkości są słabsze. Należy jednak podkreślić, że we wszystkich analizowanych przepływach pulsacja strugi wywołuje istotny wzrost fluktuacji prędkości (porównywana jest jej składowa wzdłużna) przede wszystkim na granicy strugi tranzytowej.



Rys. 114. Rozkłady wzdłużnych składowych intensywności fluktuacji prędkości w przekroju $x/D = 0,25$ w przepływie o $Re = 1000$ i 2000 przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ z różną nałożoną pulsacją

5.2.4. Wyznaczenie zasięgu stref recyrkulacji

Analizując sporządzone rozkłady prędkości uśrednionych za kryzę (p. 5.2.1 i p. 5.2.2) stwierdzono, że w żadnym z badanych przepływów prędkości ujemne nie występowały w odległości większej niż $2 D$, a najczęściej przekraczały odległość $1,5 D$. Jak z tego wynika, że częstotliwość pulsacji nie ma istotnego wpływu na zasięgi strefy recyrkulacji.

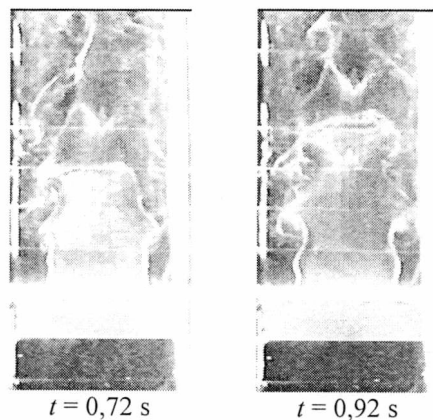
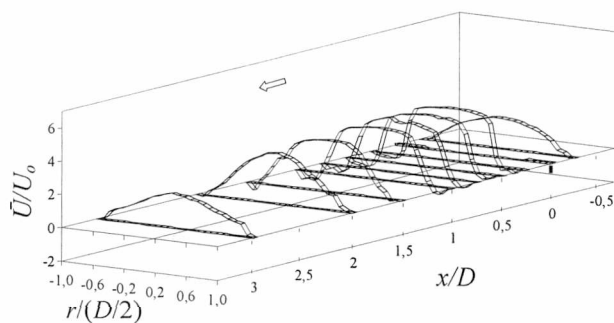
5.2.5. Spostrzeżenia wynikające z badań anemometrycznych

Na podstawie badań anemometrycznych można wyciągnąć następujące wnioski:

- Zasięg strefy recyrkulacji nie zależy od częstotliwości pulsacji.
- Pulsacja zwiększa intensywność wzdłużnej składowej intensywności fluktuacji prędkości i zmienia jej rozkład w przekroju.
- Na granicy strugi tranzytowej w przepływie pulsującym wzdłużna składowa intensywności fluktuacji prędkości ma wartości maksymalne.
- Jednoznaczne określenie charakteru przepływu pulsującego przez przewężenie można uzyskać poprzez liczbę Strouhala, ale odniesioną do średnicy przepływowego przewężenia.
- Zwiększanie prędkości przepływu (wzrost Re) nie powoduje zwiększenia zasięgu stref recyrkulacji, a jedynie wzrost prędkości w strefach recyrkulacji.

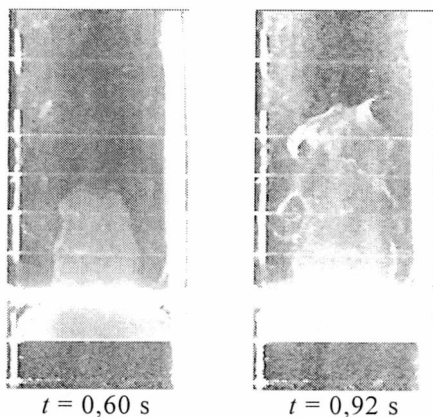
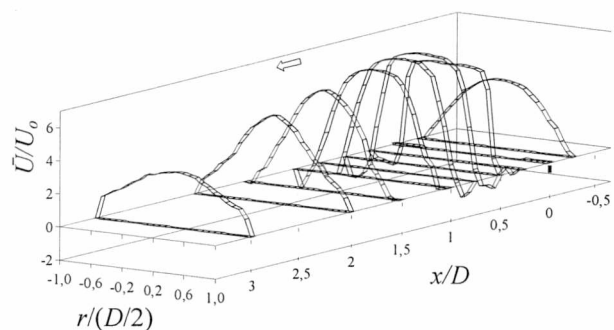
6. Porównanie wyników badań własnych i odniesienie ich do niektórych prac omówionych w przeglądzie literatury

W celu usytuowania badań własnych na tle prac bezpośrednio z nimi związanych (omówionych w p. 2) porównano najpierw wybrane ich wyniki uzyskane dwoma metodami (wizualizacji przepływu i anemometrii laserowej). Na rys. 115 przedstawiono profile prędkości i obrazy uzyskane dla przepływu ustalonego z liczbą $Re = 1000$ przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$. Można zauważyć, że obszary, w których profile wskazują na wartości ujemne prędkości, odpowiadają na obrazach miejscom, w których widać wyraźne struktury wirowe na granicy strugi tranzytowej. Niesymetryczność struktur w przepływie ustalonym znajduje potwierdzenie w wynikach pomiarów obu metodami.



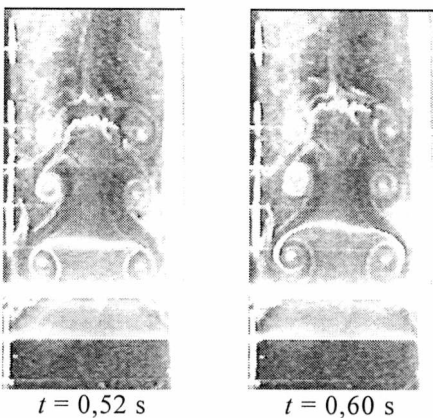
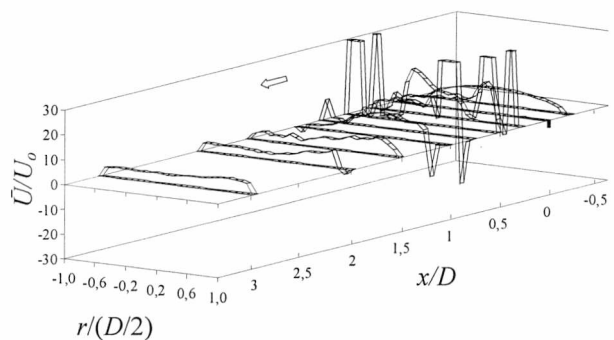
Rys. 115. Wyniki pomiarów uzyskane dwoma metodami - anemometrii laserowej i wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych - przepływ ustalony o $Re = 1000$ przez kryżę o $\beta = 0,63$

Dla przepływu ustalonego o $Re = 2000$ (rys. 116) obie metody wykazują większe prędkości (w porównaniu z przepływem o $Re = 1000$) w strefie recyrkulacji bez wydłużenia zasięgu tych stref.

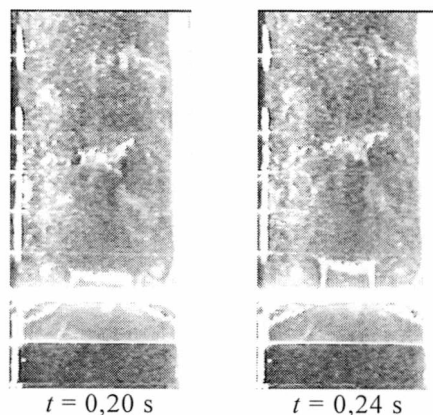
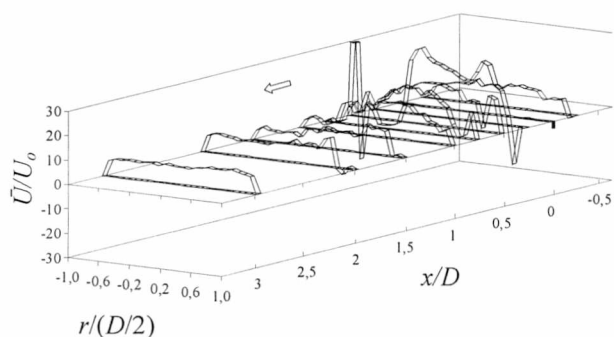


Rys. 116. Wyniki pomiarów uzyskane dwoma metodami - anemometrii laserowej i wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych - przepływ ustalony o $Re = 2000$ przez kryżę o $\beta = 0,63$

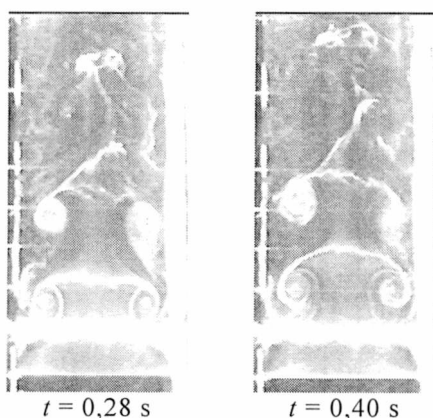
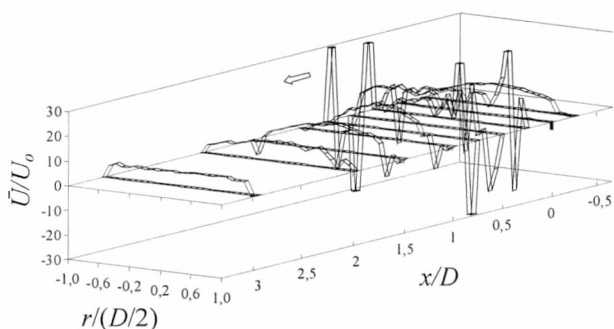
W przepływach pulsujących (rys. 117 - 120) uzyskano dobrą zgodność wyników uzyskanych dwoma metodami. Znaczne zaburzenia profili prędkości odpowiadają silnemu rozproszeniu znacznika w metodzie wizualizacji (rys. 118 i 120), natomiast duże prędkości obserwowane w strukturach wirowych (w wizualizacji) odpowiadają skokom prędkości pomierzonym anemometrem laserowym (rys. 117 i 119).



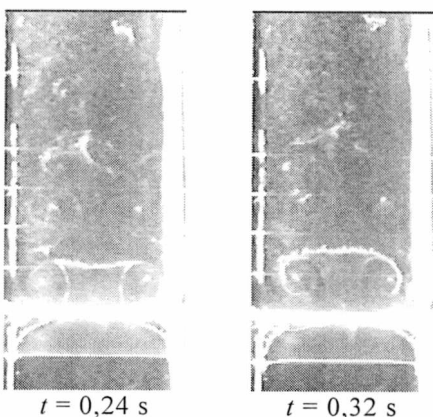
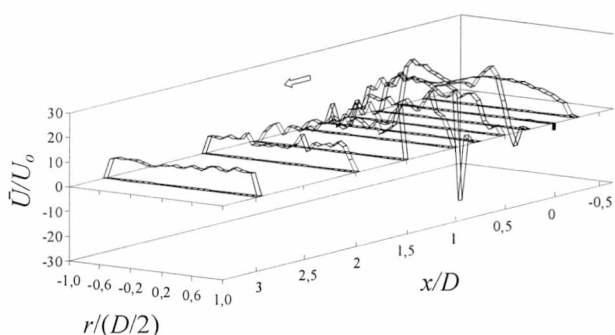
Rys. 117. Wyniki pomiarów uzyskane dwoma metodami - anemometrii laserowej i wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych - przepływ pulsujący ($n = 2,50$ Hz; $Re = 1000$) przez kryżę o $\beta = 0,63$



Rys. 118. Wyniki pomiarów uzyskane dwoma metodami - anemometrii laserowej i wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych - przepływ pulsujący ($n = 3,75$ Hz; $Re = 1000$) przez kryzę o $\beta = 0,63$



Rys. 119. Wyniki pomiarów uzyskane dwoma metodami - anemometrii laserowej i wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych - przepływ pulsujący ($n = 2,50$ Hz; $Re = 2000$) przez kryzę o $\beta = 0,63$



Rys. 120. Wyniki pomiarów uzyskane dwoma metodami - anemometrii laserowej i wizualizacji metodą pęcherzyków wodorowych - przepływ pulsujący ($n = 3,75$ Hz; $Re = 2000$) przez kryzę o $\beta = 0,63$

W odniesieniu do wyników badań innych autorów można stwierdzić, że:

- Wyznaczone w niniejszej pracy zasięgi stref recyrkulacji w ustalonym przepływie przez rurę z kryzą o przewężeniu $\beta = 0,63$ są zgodne z odległościami obliczonymi numerycznie w pracy [15] (wynoszącymi $1,6 D$) jedynie dla laminarnego i słabo turbulentnego przepływu w otworze kryzy ($Re_d \leq 3000$). Dla wyższych liczb Reynoldsa wyznaczone długości stref recyrkulacji przekraczają nieznacznie cytowane w tej pracy wartości (wybrane z badań doświadczalnych) wynoszące $1,9 D$.

- Wyniki uzyskane w niniejszej pracy dla ustalonego przepływu przez kryzę o przewężeniu $\beta = 0,63$ z liczbą $Re_d = 3000$ wykazują zgodność zmierzonej długości strefy recyrkulacji z wartością doświadczalną Nazarczuka i Panczenki [70], która wynosi około $10 (D-d)/2D$. O strukturze przepływu przez rurę z kryzą decyduje liczba Reynoldsa (Re_d) odniesiona do średnicy otworu kryzy.
- Wprowadzenie niskoczęstotliwościowych wymuszeń pulsujących do ograniczonej strugi izotermicznej wywołuje zmianę pól prędkości w badanym obszarze, co potwierdza wyniki uzyskane w [89]. Obserwuje się również przyrost prędkości uśrednionych w osi strugi w pobliżu wylotu z przewężenia, a w dalszej odległości następuje wyrównanie prędkości osiowych, co może wywołać wzrost prędkości kierunku promieniowym (rozbudowywanie struktur wielkoskalowych w kierunku poprzecznym). Wyniki badań własnych potwierdzają to zjawisko obrazami tworzących się struktur wirowych, które powstają w zaburzonym obszarze. Efektem tego oddziaływania może być lepsze wymieszanie, następuje bowiem turbulizacja strugi wypływającej z otworu kryzy o czym świadczy zmierzony wzrost intensywności fluktuacji. Potwierdza to spostrzeżenia zawarte w pracy [41], że odpowiednio dobrane niskoczęstotliwościowe oddziaływanie zewnętrzne może prowadzić do intensyfikacji procesów transportu masy i energii wywołujących w efekcie zmiany parametrów przepływu uśrednionego.

7. Podsumowanie spostrzeżeń

Zrealizowano obszerny program badań dotyczący wpływu znormalizowanego przewężenia i niskoczęstotliwościowych pulsacji na struktury izotermicznej strugi osiowosymetrycznej w zakresie przejścia laminarno-turbulentnego. Wyniki badań przeprowadzonych dwiema niezależnymi metodami: wizualizacji przepływu za pomocą pęcherzyków wodorowych i anemometrii laserowej dostarczyły wielu spostrzeżeń, wyjaśniających niektóre zjawiska w takich strugach oraz pozwalających sformułować pewne wytyczne dotyczące praktycznego wykorzystania wyników pracy.

Najważniejsze spostrzeżenia wynikające z przeprowadzonej analizy można przedstawić następująco:

- Powstające zaburzenia na granicy rozdziału strugi tranzytowej i strefy recyrkulacji, będące zaczątkami formowania się struktur wirowych, mogą wynikać z niestabilności Kelvina-Hemholta.
- Symetria powstających struktur wirowych lub jej brak jest zjawiskiem losowym.
- Struktury, które powstają jako symetryczne najczęściej zachowują symetrię, bywa, że struktura powstająca jako niesymetryczna po pewnym czasie symetryzuje się.
- Dla dużych liczb Reynoldsa zanika wyraźny wpływ pulsacji na obraz strugi za kryzą – maleje bowiem liczba Strouhala odniesiona do przepływu w otworze kryzy.
- Wzrost liczby Reynoldsa (w zakresie przejścia laminarno-turbulentnego) zwiększa prędkości powrotne w strefach recyrkulacji, ale nie wydłuża zasięgu tych stref.
- W przepływie przez rurę z kryzą o jego strukturze decyduje liczba Reynoldsa (Re_d) odniesiona do średnicy otworu kryzy. Wraz ze wzrostem Re_d zmienia się obraz przepływu za kryzą, przechodząc od osiowosymetrycznego do przestrzennego chaotycznego i staje się silnie niestabilny.
- Pulsacja wprowadza usystematyzowanie powstawania struktur wirowych.

- Wielkoskalowe struktury wirowe powstają w określonej fazie cyklu pulsacji i mają kształt torusa.
- W przepływie z nałożoną pulsacją po spływie z krawędzi kryzy tworzą się symetryczne struktury wirowe, w postaci torusów, których średnica podziałowa rośnie wraz z oddalaniem się od przewężenia.
- Wsteczne oddziaływanie kryzy na profil prędkości niezaburzonego pulsującego przepływu przez rurę obserwuje się przed nią w odległości do $D/2$. W narożach ściany i kryzy powstaje mała strefa zastoju o nieznacznym zasięgu zależnym od kształtu profilu prędkości w rurze.
- Przy tych samych parametrach przepływowych wprowadzenie pulsacji strugi powoduje intensyfikację jej mieszania.

Z powyższych spostrzeżeń wynikają następujące praktyczne wskazówki dotyczące zbadanego zakresu przepływu:

- Ponieważ zasięg stref recyrkulacji jest niezmienny usytuowanie miejsc odbioru ciśnienia w kryzach mierniczych nie zależy od charakteru wypływu z otworu kryzy i pulsacji strugi.
- Wskutek zewnętrznego oddziaływania okresowego na obrzeżu strugi tworzą się dodatkowe struktury wielkoskalowe i związany z tym wzrost fluktuacji na tym obrzeżu – przewężenie przewodu (jakim jest kryza) może intensyfikować mieszanie na granicy strugi.

8. Wnioski końcowe

Z przedstawionej analizy przepływów okresowych (pulsacyjnych o niskiej częstotliwości oddziaływania) w kanale o zmiennym przekroju (skokowa zmiana przekroju wywołana wbudowaniem kryzy) wynika, że osiągnięto zamierzone cele pracy i potwierdzono prawdziwość postawionej tezy.

Wykazano bowiem, że

- ♦ zaburzenia powstające na granicy rozdziału strugi tranzytowej i strefy recyrkulacji, formują wielkoskalowe struktury wirowe; w przepływie ustalonym kształt granicy jest zmienny i niepowtarzalny, co wynika z niestabilności Kelvina-Hemholtza.
- ♦ nałożenie na przepływ ustalony niskoczęstotliwościowych pulsacji systematyzuje powstające struktury wirowe za przewężeniem; są one symetryczne, mają stałą średnicę, zmienia to zasadniczo obraz strugi za przewężeniem.
- ♦ na kształt i wymiary struktur wirowych powstających za przewężeniem ma wpływ liczba Reynoldsa odniesiona do średnicy przewężenia, a w przepływie pulsującym decyduje o ich postaci wartość liczby Strouhala odniesiona do średnicy otworu kryzy.
- ♦ nałożenie pulsacji niskoczęstotliwościowych na przepływ ustalony powoduje istotną zmianę chwilowego pola prędkości uśrednionych i fluktuacyjnych.
- ♦ niskoczęstotliwościowa pulsacja przepływu intensyfikuje fluktuacje turbulentne w strudze wypływającej z otworu kryzy i na jej obrzeżu.
- ♦ nałożenie pulsacji o niskiej częstotliwości nie wpływa na długości stref recyrkulacji.

Literatura

- [1] Acton E., *A modelling of large eddies in an axisymmetric jet*, J. Fluid Mech., vol. 98, part 1, 1980, s. 1-31.
- [2] Alleborn N., Nandakumar K., Raszillier H., Durst F., *Further contributions on the two-dimensional flow in a sudden expansion*, J. Fluid Mech. vol. 330, 1997, s. 169-188.
- [3] Asanuma T, Takeda S., *A Study on the Visualization by the Hydrogen –Bubble Method*, Bulletin of JSME, 8, 1965, nr 32, s. 599–608.
- [4] Bechert D. W., *Excitation of instability waves in free shear layers*, J. Fluid Mech., vol. 186, 1988, s. 47-62.
- [5] Bechtold Z., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Grigoriew A., Wędrychowicz W., *Wizualizacyjne metody badania struktury strug w elementach rurociągów energetycznych*, Konferencja naukowo-techniczna Energetyka 2000. Wrocław, 2000, T. 1, s. 137-143.
- [6] Bechtold Z., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wizualizacja kontrakcji przepływu przez kryżę w rurze*. Zesz. Nauk. PŚl., 1999, nr 1442, Inż. Śr. z. 41 s. 19-27.
- [7] Bechtold Z., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wyznaczenie kontrakcji strugi na podstawie wizualizacji przepływu przez rurę z kryżą*, Szóste ogólnopolskie sympozjum nt. Zastosowanie Mechaniki Płynów w Inżynierii Środowiska-99, Gliwice-Wisła, 1999, s. 17-24.
- [8] Bechtold Z., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Zastosowanie metody pęcherzyków wodorowych do badania stref mieszania za osiowosymetrycznymi przewężeniami*, X Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Wrocław, 1998, Cz. 1, s. 69-76.
- [9] Bogusławski L., Oleśkowicz-Popiel Cz., *Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region*, J. Fluid Mech., vol. 90, part 3, 1979, s. 531-539.
- [10] Brandt S., *Analiza danych*, PWN, 1998, Warszawa.
- [11] Cherdron W., Durst F., Whitelaw J. H., *Asymmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansions*, J. Fluid Mech., vol. 84, part 1, 1978, s. 13-31.
- [12] Chun K. B., Sung H. J., *Respons of separaed flows over a backward-facing step to local forcing*, Eleventh symposium on turbulent shear flows, Grenoble, France, 1997, vol. 3, s. od 26–13 do 26–17.
- [13] Compton D. A., Eaton J. K., *Near-wall measurements in a three-dimensional turbulent boundary layer*, J. Fluid Mech., vol. 350, 1997, s. 189-208.

- [14] Dimotakis P. E., Catrakis H. J., Fourquette D. C., *Flow structure and optical beam propagation in high-Reynolds-number gas-phase shear layers and jets*, J. Fluid Mech., vol. 433, 2001, s. 105-134.
- [15] Dobrowolski B., Kabza Z., Pospolita J., *Ocena wpływu stanów nieustalonych strumienia na właściwości metrologiczne przepływomierzy zwężkowych*, PWN, 1988, Warszawa.
- [16] Dobrowolski B., Kabza Z., *Teoretyczna analiza wpływu osiowosymetrycznej deformacji pola prędkości i zawirowania strugi na właściwości metrologiczne zwężek pomiarowych*, Wyd. WSI w Opolu, Studia i Monografie z. 59, 1992, Opole.
- [17] Dobrowolski B., *Studium możliwości zastosowania zwężek do pomiaru strumienia masy mieszanin gaz – ciecz*, Ossolineum wyd. PAN, 1990, Wrocław-Warszawa-Kraków-Gdańsk-Łódź.
- [18] Draad A. A., Nieuwstadt F. T. M., *The earth's rotation and laminar pipe flow*, J. Fluid Mech., vol. 361, 1998, s. 297- 308.
- [19] Drobnia S., *Struktury koherentne swobodnej strugi osiowo-symetrycznej*, Seria Monografie nr 1, Politechnika Częstochowska, 1986, Częstochowa.
- [20] Dubnišev Ju. N., Rinkevičius B. S., *Metody lazernoj doplerowskiej anemometrii*, Nauka, 1982, Moskwa.
- [21] Durst F., Melling A., Whitelaw J. H., *Low Reynolds number flow over a plane symmetric sudden expansion*, J. Fluid Mech., vol. 64, part 1, 1974, s. 111-128.
- [22] Durst F., Pereira J. C. F., Tropea C., *The plane symmetric sudden-expansion flow at low Reynolds numbers*, J. Fluid Mech., vol. 248, 1993, s. 567-581.
- [23] *Elementy cyfrowego przetwarzania obrazu*, pod red. Andrzeja Materki, PWN, 1991, Warszawa – Łódź.
- [24] Elsner J. W., Drobnia S., *Metrologia turbulencji przepływów*, Zakł. Narodowy Ossolińskich, 1995, Wrocław-Warszawa-Kraków.
- [25] Elsner J., *Turbulencja przepływów*, PWN, 1987, Warszawa.
- [26] Erdal A., Andersson H. I., *Numerical aspects of flow computation through orifices*, Flow Meas. Instrum., vol. 8, No 1, 1997, s. 27-37.
- [27] *Fantasy of Flow. The World of Fluid Flow Captured in Photographs*, The Visualization Society of Japan, Ohmsha, Ltd., 1993, Tokyo.
- [28] Fearn R. M., Mullin T., Cliffe K. A., *Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion*, J. Fluid Mech., vol. 211, 1990, s. 595-608.
- [29] *FlowLite Installation & User's guide*, Dantec Measurement Technology A/S, 1995.

- [30] Fydrych J., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Ocena wpływu kryzy na tłumienie pulsacji przepływu cieczy w rurze*, Zesz. Nauk. PŚl., nr 1442, Inż. Śr. z. 41, 1999, s. 29-38.
- [31] Ghoniem A.F., Sethian J.A., *Effect of Reynolds Number on the Structure of Recirculating Flow*, AIAA J., vol. 25, 1987, s.168–171.
- [32] Grigoriew A., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Wędrychowicz W., *Formowanie równomiernego profilu prędkości w przekroju poprzecznym strugi*, The 9-th International Conference of Air Conditioning and District Heating. Energy conservation in heating, district heating, ventilation and air conditioning systems, Wrocław-Szklarska Poręba, 1998, s. 167-172.
- [33] Goldstein R., *Fluid Mechanics Measurements*, Hemisphere Publishing Corporation, 1983, Washington, New York, London.
- [34] Grabarczyk C., *Przepływy cieczy w przewodach. Metody obliczeniowe*, Envirotech, 1997, Poznań.
- [35] Grinstein F. F., *Vortex dynamics and entrainment in rectangular free jets*, J. Fluid Mech., vol. 437, 2001, s. 69-101.
- [36] Gryboś R., *Podstawy mechaniki płynów*, PWN, 1998, Warszawa.
- [37] Hawa T., Rusak Z., *The dynamics of a laminar flow in a symmetric channel with a sudden expansion*, J. Fluid Mech., vol. 436, 2001, s. 283-320.
- [38] ISO 5167–1, *Measurement of Fluid Flow by Means of Pressure Differential Devices*, part 1, ISO, 1991, Geneve.
- [39] Jankowski J., *Określanie prędkości chwilowych cieczy metodą pęcherzyków wodorowych*, Raporty Inst. Konstr. i Ekspl. Maszyn, PWr., seria PRE nr 016, 1996, Wrocław.
- [40] Jaworski J., Morawski R., Olędzki J., *Wstęp do metrologii i techniki eksperymentu*, WNT, 1992, Warszawa.
- [41] Jeżowiecka-Kabsch K., *Intensyfikacja procesów przekazywania masy i energii w swobodnych strugach pobudzanych aerodynamicznie i jej zastosowanie w inżynierii środowiska (przewodnik)*, Pr. nauk. Inst. Techn. Ciepln. PWr., seria PRE nr 38/91, 1991, Wrocław.
- [42] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Grigoriew A., Wędrychowicz W., *Struktury wirowe w przepływach przez przewężenia*, Międzynarodowa konferencja nt. Problemy inżynierii środowiska u progu nowego tysiąclecia, Wrocław-Szklarska Poręba, 2000, s. 253-258.
- [43] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Visualization of flow through a pipe with an orifice*, Raporty Inst. Tech. Ciepl. PWroc., 1996, Ser. PRE nr 25.

- [44] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wizualizacyjne studium formowania się i ewolucji struktur wirowych w przepływie przez przewężenia*, Pr. nauk. Inst. Techn. Ciepln. PWr., nr 54, Monografie nr 25, 1999, Wrocław.
- [45] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Obraz laminarnej i słabo turbulentnej strugi w rurze z kryzą*, Piąte ogólnopolskie sympozjum nt. Zastosowanie Mechaniki Płynów w Inżynierii Środowiska - 97, Gliwice-Wisła, 1997, s. 135-142.
- [46] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wizualizacyjne badania przepływu powietrza przez przewężenia*, The 9-th International Conference of Air Conditioning and District Heating. Energy conservation in heating, district heating, ventilation and air conditioning systems, Wrocław-Szklarska Poręba, 1998, s. 221-226.
- [47] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wizualizacyjna metoda analizy pola prędkości w rurociągach instalacji budowlanych*, Raporty Inst. Tech. Ciepl. PWroc., 1998, Ser. SPR nr 15.
- [48] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wpływ pulsacji przepływu na obraz strugi za kryzą*, XIII Krajowa Konferencja Mechaniki Płynów, Częstochowa, 1998, T. 2, s. 283-288.
- [49] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Kształtowanie się struktur wirowych za kryzą podczas ustalonego i pulsującego przepływu w rurze*, Szóste ogólnopolskie sympozjum nt. Zastosowanie Mechaniki Płynów w Inżynierii Środowiska - 99, Gliwice-Wisła, 1999, s. 7-15.
- [50] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Bechtold Z., Wędrychowicz W., Grigoriew A., *Wizualizacja strefy recyrkulacji za kryzą w rurze w przepływie ustalonym i pulsującym*, Zesz. Nauk. PŚl., 1999 nr 1442, Inż. Śr. z. 41, s. 7-17.
- [51] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., Wędrychowicz W., *Struktura strugi przepływającej przez rurę z kryzą*, VIII Konferencja międzynarodowa nt. Klimatyzacja i ciepłownictwo. Poszanowanie energii w ogrzewnictwie, wentylacji i klimatyzacji, Szklarska Poręba, 1995, s. 201-207.
- [52] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., *La verification visuelle de quelques resolution numeriques de l'écoulement plat autour des obstacles*, Model. Meas. & Control. B, vol. 57, 1995, nr 1, s. 23-32.
- [53] Kabza Z., Kostyrko K., *Metrologia przepływów, gęstości i lepkości*, WSI, 1995, Opole.
- [54] Kabza Z., *Modele matematyczne przepływomierzy zwężkowych*, Wyd. Pol. Wroc., 1977, Wrocław.
- [55] Kabza Z., *Pomiary strumieni płynów (przewodnik)*, Politechnika Opolska, 1996, Opole.
- [56] Kiya M., Shimizu M., Mochizuki O., *Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble*, J. Fluid Mech., vol. 342, 1997, s. 119-139.

- [57] Koronkevič V. P., Sobolev V. C., Dubniščev Ju. N., *Lazernaja interferometrija*, Nauka, 1983, Nowosybirsk.
- [58] Kudela H., *Modelowanie przepływów w kanałach o złożonej geometrii metodą kropel wirowych*, X Krajowa Konferencja Mechaniki Płynów, Gdańsk–Sarbinówek, 1992, s. 356–361.
- [59] Kudela H., *Modelowanie zjawisk hydrodynamicznych metodami dyskretnych wirów*, Pr. nauk. Inst. Techn. Ciepln. PWr. nr 48, Monografie nr 25, 1995, Wrocław.
- [60] Kudela H., *Numerical simulation of the flow in channel with complex geometry by the hybrid vortex method*, Fourth International Symposium on Experimental and computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Technische Universitat Dresden, 1999, Dresden, s. 25-34.
- [61] Landau L.D., Lifszyc E.M., *Hydrodynamika*, PWN, 1994, Warszawa.
- [62] Li X., Djilali N., *On the scaling of separation bubbles*, JSME Int. J., series B, vol. 38, No. 4 1995, s. 541-548.
- [63] Lojcjanskij L. G., *Mechanika židkosti i gaza*, Nauka, 1978, Moskva.
- [64] Malczewski J., Piekarski M., *Modele procesów transportu masy, pędu i energii*, WNP, 1992, Warszawa.
- [65] *Mechanika płynów*, Praca zbiorowa pod red. Jeżowiecka-Kabsch K., Skrypt PWr., 1984, Wrocław.
- [66] Merzkirch W., *Flow Visualisation*, Academic Press, 1987, New York–London.
- [67] Mi J., Nobez D. S., Nathan G. J., *Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet*, J. Fluid Mech., vol. 432, 2001, s. 91-125.
- [68] Mizushima J., Shiotani Y., *Transitions and instabilities of flow in a symmetric channel with a suddenly expanded and contracted part*, J. Fluid Mech., vol. 434, 2001, s. 355-369.
- [69] Moffatt H. K., *Viscous and resistive eddies near a sharp corner*, J. Fluid Mech., vol. 18, 1964, s. 1-18.
- [70] Nazarčuk M.M., Pančenko V.N., *Ograničennyje strui*, Naukova Dumka, 1981, Kiev.
- [71] Oleśkowicz-Popiel Cz., *Osiowosymetryczny strumień swobodny i uderzający*, PP, Rozprawy nr 120, 1980, Poznań.
- [72] Oleśkowicz-Popiel Cz., Trass O., *Visualization of a free and Impinging round jet*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 4, 1991, s. 253-264.
- [73] Ottavy X., Trébinjac I., Vouillarmet A., *Measurement of the inter-row flow field within a transonic axial compressor using laser two-focus anemometry through curved window*, *Fourth international symposium on experimental and computational aerothermodynamics of internal flows*, Dresden, Germany, 1999, Vol. II, s. 110-119.

- [74] Palczak E., *Dynamika elementów i układów hydraulicznych*, ZN im. Ossolińskich, 1999, Wrocław-Warszawa-Kraków.
- [75] Perry A. E., Lim T. T., Chong M. S., *The instantaneous velocity fields of coherent structures in coflowing jets and wakes*, J. Fluid Mech., vol. 101, part 2, 1980, s. 243-256.
- [76] PN – 93/M – 53950/01, *Pomiar strumienia masy i strumienia objętości płynów za pomocą zwężek pomiarowych*, Wydawnictwa Normalizacyjne Alfa-Wero Sp. z o.o., 1994, Warszawa.
- [77] Pospolita J., *Ocena przydatności wybranych typów przepływomierzy do pomiarów przepływów nieustalonych*, Studia i monografie z. 75, WSI, 1994, Opole.
- [78] Prosnak W., Klonowska M., *Wprowadzenie do numerycznej mechaniki płynów cz. B*, Ossolineum, 1996, Wrocław.
- [79] Prosnak W., *Mechanika Płynów*, PWN, 1970, Warszawa.
- [80] Puzyrewski R., Sawicki J., *Podstawy mechaniki płynów i hydrauliki*, PWN, 1998, Warszawa.
- [81] Rinkevičius B. S., *Lazernaja anemometrija*, Energia, 1978, Moskwa.
- [82] Rosenfeld M., *A numerical study of pulsating flow behind a constriction*, J. Fluid Mech., vol. 301, 1995, s. 203-223.
- [83] Rymarz Cz., *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, 1993, Warszawa.
- [84] Schraub F., Kline S.J., Henry J., Runstadler P.W., Littell A., *Use of Hydrogen Bubbles for Quantitative Determination of Time Dependent Velocity Fields i Low Speed Water Flows*, Trans. ASME, J. Basic Eng., 1965, vol.87, s. 429-444.
- [85] Shapira M., Degani D., Weihs D., *Stability and existence of multiple solutions for viscous flow in suddenly enlarged channels*, Computers & Fluids, Vol. 18, No. 3, 1990, s. 239-258.
- [86] Sheikholeslami M. Z., Patel B. R., Kothari K., *Numerical modeling of turbulent flow through orifice meters – a parametric study*, 2nd International Conference on “flow Measurement”, 1988, London.
- [87] Sheu T. W. H., Chiang T. P., Wang S. K., *Flow details of contraction flows in three-dimensional channels*, Fourth International Symposium on Experimental and computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Technische Universitat Dresden, 1999, Dresden, s. 174-183.
- [88] Spencer E. A., Heitor M. V., Castro I. P., *Intercomparison of measurements and computations of flow through a contraction and a diffuser*, Flow Meas. Instrum., Vol. 6, No 1, 1995, s. 3-14.

- [89] Szecówka L., *Wpływ pulsacji na spalanie paliw gazowych i emisję zanieczyszczeń*, Pr. nauk. Wydz. Metalurgii i Inż. Materiałowej PCz. nr 17, Seria Metalurgia, 2001, Częstochowa.
- [90] Szewczyk H., Jeżowiecka-Kabsch K., Bechtold Z., Grigoriew A., Wędrychowicz W., *Visualization of flow through a pipe with an orifice*, 8th International Symposium on Flow Visualization. CD-ROM proceedings, Sorrento, 1998, ref. 143.
- [91] Szewczyk H., Jeżowiecka-Kabsch K., Bechtold Z., Grigoriew A., Wędrychowicz W., *Visualization of vortex structures in a pipe with an orifice*, Fourth International Symposium on Experimental and computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Technische Universitat Dresden, 1999, Dresden, s. 234-239.
- [92] Szewczyk H., *Nieustalony przepływ cieczy nieściśliwej w pewnym szeregowo-równoległym systemie hydraulicznym*, Pr. nauk. Inst. Techn. Ciepln. PWr. nr 14, Studia i Materiały nr 10, 1977, Wrocław.
- [93] Warda H. A., Kassab S. Z., Elshorbagy K. A., Elsaadawy E. A., *An experimental investigation of the near-field region of free turbulent round central and annular jet*, Flow Meas. Instrum. Vol. 10, No 1., 1999, s. 1-14.
- [94] Warda H.A., Kassab S. Z., Elshorbagy K. A., Elsaadawy E.A., *An experimental investigation of the near-field region of a free turbulent coaxial jet using LDA*, Flow Meas. Instrum., vol. 10, 1999, s. 15-26.
- [95] Watkins Ch. D., Sadun A., Marenka S., *Nowoczesne metody przetwarzania obrazu*, WNT, 1995, Warszawa.
- [96] Webster D. R., DeGraaff D. B., Eaton J. K., *Turbulence characteristics of a boundary layer over a swept bump*, J. Fluid Mech., vol. 323, 1996, s. 1-22.
- [97] Webster D. R., DeGraaff D. B., Eaton J. K., *Turbulence characteristics of a boundary layer over a two-dimensional bump*, J. Fluid Mech., vol. 320, 1996, s. 53-69.
- [98] Wędrychowicz W., Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., *Pole prędkości w pulsującym przepływie przez rurę z kryzą*, Siódme ogólnopolskie sympozjum nt. Zastosowanie Mechaniki Płynów w Inżynierii Środowiska - 2001, Gliwice-Wisła, 2001, s. 111-118.
- [99] Wędrychowicz W., *Wizualizacyjne badanie struktury pulsujących przepływów w rurze z kryzą*, Raporty Inst. Tech. Ciepl. PWroc., Ser. PRE nr 61, Wrocław, 1999.
- [100] Wojtkowiak J., Hyun J. M., *Flow and heat transfer in a pipe containing a coaxially-rotating disk*, Fluid Dynamics Research, vol. 26, 2000, s. 377-391.
- [101] White, F. M., *Viscous fluid flow*, McGraw-Hill, 1991, New York.
- [102] Yakhot A., Arad M., Ben-Dor G., *Numerical investigation of a laminar pulsating flow in a rectangular duct*, Int. J. Numer. Meth. Fluids 29, 1999, s. 935-950.
- [103] Yule A. J., *Large-scale structure in the mixing layer of a round jet*, J. Fluid Mech., vol. 89, part 3, 1978, s. 413-432.

- [104] Zelkin G. G., *Nestacionarnyje tečenija v mestnych soprotivlenijach*, Izd. Vyšejšaja Škola, 1981, Minsk.

ZESPÓŁ BADAWCZY:
mgr inż. Wiesław WĘDRYCHOWICZ

ODBIORCY:

1. Rada Naukowa Instytutu Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów PWr.	5
2. Komitet Badań Naukowych	1
3. Biblioteka I-20	1
4. Autor	1

Razem:	8
--------	---

Raport złożono
w Dziale Wydawnictw I-20
w lipcu 2001