

Katedra Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej  
Wydział Elektroniki  
Politechnika Wroclawska

---

mgr inż. Grzegorz Głomb

**Analiza przepływu w sztucznych narządach  
układu krążenia z wykorzystaniem pomiarów  
prędkości metodą obrazową**

– praca doktorska –

Promotor  
prof. dr hab. inż. Janusz Mroczka

---

Wrocław 2013



*Serdecznie dziękuję promotorowi,  
Panu prof. dr hab. inż. Januszowi Mrocze  
za pomoc w realizacji pracy.*

*Dziękuję pracownikom  
Katedry Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej  
Politechniki Wrocławskiej  
za życzliwą i miłą atmosferę w czasie realizacji pracy.*

*Szczególnie dziękuję żonie Annie  
oraz synom Tomaszowi i Wojciechowi  
za cierpliwe znoszenie wszelkich niedogodności  
związanych z realizacją pracy.*





# Spis treści

<b>Wprowadzenie</b> .....	9
<b>1 Układ krążenia. Sztuczne narządy</b> .....	13
1.1 Charakterystyka układu krążenia.....	13
1.2 Serce. Cykl pracy serca .....	14
1.3 Schorzenia serca .....	16
1.4 Protezy .....	17
1.4.1 Sztuczne serce. Urządzenia wspomaganie serca.....	17
1.4.2 Sztuczne zastawki .....	19
1.5 Projektowanie i badanie protez.....	21
1.5.1 Obliczeniowa mechanika płynów .....	21
1.5.2 Badania eksperymentalne.....	24
1.6 Właściwości mechaniczne krwi.....	28
1.7 Dynamika przepływu przez zastawki .....	32
1.8 Anemometria obrazowa w badaniach zastawek .....	38
1.8.1 Badania z niewielką rozdzielczością czasową .....	38
1.8.2 Badania z dużą rozdzielczością czasową .....	41
1.8.3 Badania 3D .....	41
1.8.4 Aparatura badawcza .....	43
<b>2 Anemometria obrazowa</b> .....	47
2.1 Układ optyczny.....	49
2.2 Obraz cząstek posiewu .....	50
2.3 Cyfrowa rejestracja obrazu .....	53
2.4 Anemometria PIV .....	55
2.4.1 Korelacja dwuwymiarowa.....	55
2.4.2 Dyskretna korelacja dwuwymiarowa .....	58

---

2.4.3	Estymacja przemieszczenia. Dokładność.....	60
2.4.4	Detekcja błędnych wektorów. Korekcja .....	64
2.4.5	Zaawansowane techniki oparte na korelacji.....	65
2.5	Metody estymacji prędkości bazujące na przepływie optycznym.....	65
2.5.1	Metody lokalne.....	66
2.5.2	Metody globalne.....	68
2.6	Wymagania stawiane metodom obrazowym wykorzystywanym w pomiarach przepływu przez zastawki.....	69
<b>3</b>	<b>Wstępne przetwarzanie, identyfikacja cząstek, konwersja siatek .....</b>	<b>71</b>
3.1	Wstępne przetwarzanie.....	71
3.1.1	Szumy kamery.....	71
3.1.2	Filtracja.....	75
3.2	Segmentacja obrazu.....	79
3.3	Estymacja parametrów cząstek.....	81
3.3.1	Obrazy cząstek posiewu .....	82
3.3.2	Estymatory parametrów cząstek.....	84
3.3.3	Wyznaczanie lokalnej gęstości cząstek.....	88
3.3.4	Oprogramowanie do identyfikacji cząstek.....	92
3.4	Konwersja pól próbkowanych na siatkach nieregularnych do pól o siatkach z innym rozmieszczeniem węzłów .....	92
3.4.1	Interpolacja z użyciem funkcji TPS .....	93
3.4.2	Aproksymacja wielomianami.....	95
3.4.3	Ważone uśrednianie funkcją Gaussa.....	95
3.4.4	Testy metod konwersji pól .....	95
<b>4</b>	<b>Hybrydowa metoda estymacji pól prędkości.....</b>	<b>105</b>
4.1	Charakterystyka .....	105
4.2	Metoda estymacji przemieszczeń oparta na przepływie optycznym.....	106
4.2.1	Lokalna metoda estymacji przemieszczeń.....	106
4.2.2	Bezpośrednia estymacja przemieszczeń.....	107
4.2.3	Iteracyjna estymacja przemieszczeń .....	110
4.2.4	Metoda wyznaczania pochodnych cząstkowych intensywności obrazu bazująca na modelu obrazu .....	111
4.2.5	Regularyzacja .....	113

---

4.2.6	Implementacja .....	114
4.2.7	Testy symulacyjne w polu jednorodnym .....	115
4.2.8	Testy symulacyjne w polu turbulentnym .....	125
4.3	Wieloskalowa metoda estymacji przemieszczeń oparta na przepływie optycznym .....	127
4.3.1	Charakterystyka.....	127
4.3.2	Dekompozycja piramidalna.....	128
4.3.3	Deformacja obrazu .....	129
4.3.4	Estymacja przemieszczeń z przesunięciem okna w drugim obrazie.....	129
4.3.5	Estymacja przemieszczeń z deformacją obrazu .....	130
4.3.6	Testy symulacyjne algorytmów .....	132
4.4	Wielorozdzielcza estymacja przemieszczeń metodą korelacyjną z deformacją obrazu.....	135
4.5	Algorytm metody hybrydowej.....	136
4.6	Testy metody hybrydowej .....	137
4.6.1	Testy dla sekwencji obrazów VSJ.....	137
4.6.2	Testy widmowe dla obrazów PIV Challenge 2005.....	139
4.7	Podsumowanie.....	143
<b>5</b>	<b>Aparatura pomiarowa .....</b>	<b>147</b>
5.1	Oświetlacz .....	147
5.1.1	Charakterystyka, założenia.....	147
5.1.2	Układ optyczny .....	148
5.1.3	Układ elektroniczny .....	150
5.1.4	Parametry przestrzenne generowanej płaszczyzny oświetlającej .....	150
5.1.5	Charakterystyka impulsowa .....	156
5.1.6	Podsumowanie .....	160
5.2	Sterownik - synchronizator.....	161
<b>6</b>	<b>Badania eksperymentalne.....</b>	<b>163</b>
6.1	Badania w przepływie rotacyjnym .....	163
6.1.1	Stanowisko pomiarowe - założenia i budowa.....	163
6.1.2	Pomiary i analiza pól prędkości .....	166
6.1.3	Badanie wpływu oświetlenia na estymację pól prędkości .....	174
6.2	Badania w przepływie pulsacyjnym.....	175

6.2.1	Stanowisko pomiarowe - budowa i założenia .....	175
6.2.2	Charakterystyka eksperymentu .....	178
6.2.3	Badanie ewolucji przepływu .....	180
6.2.4	Wyznaczanie pola przepływu fazowo uśrednionego .....	183
6.2.5	Badanie wpływu wielkości okna analizy .....	187
6.3	Podsumowanie.....	188
	<b>Podsumowanie</b> .....	<b>189</b>
	<b>Literatura</b> .....	<b>195</b>

# Wprowadzenie

W obecnych czasach znacząca część populacji choruje na choroby układu krążenia. Częstość występowania wielu z tych chorób rośnie wraz z rozwojem cywilizacji, są to tzw. choroby cywilizacyjne. Jednym z najpoważniejszych schorzeń jest skrajna niewydolność serca, w przypadku której jedynym ratunkiem jest przeszczep serca. Ze względu na ograniczoną dostępność narządów do transplantacji rozwiązaniem jest sztuczne serce. Nieprawidłowa praca serca w wielu przypadkach jest spowodowana uszkodzeniem zastawek objawiającym się zwężeniem lub niedomykalnością zastawki. Niewłaściwa praca zastawek zmniejsza wydajność serca oraz wprowadza dodatkowe naprężenia i odkształcenia elementów morfotycznych krwi. W zaawansowanych stadiach jedyną możliwością powrócenia do właściwej pracy jest chirurgiczna wymiana zastawki na jej protezę. Obecnie chirurgiczne zabiegi wymiany zastawek są powszechne, jednak stosowane protezy są bardzo niedoskonałe. Ze względu na niefizjologiczny przepływ przez zastawki mechaniczne konieczne jest stosowanie terapii antykoagulacyjnej zapobiegającej tworzeniu się skrzeplin. Sztuczne zastawki w dalszym ciągu się rozwijają, są obiektem badań wielu naukowców, dąży się do budowy modelu generującego przepływ jak najbardziej zbliżony do fizjologicznego. Modele zastawek bada się w specjalnych symulatorach układu krążenia rejestrując przepływ przez zastawkę. Analiza takiego przepływu pozwala na ocenę danego modelu zastawki oraz na jego dalsze udoskonalanie.

Podstawową metodą pomiaru pól prędkości przepływu przez zastawki w wybranym przekroju jest anemometria obrazowa. Anemometria obrazowa jest techniką nieinwazyjnego pomiaru pól prędkości wykorzystującą jako medium pomiarowe światło. Ta metoda może być stosowana tylko w pomiarach *in vitro*, w specjalnie do tego celu przygotowanym transparentnym modelu układu krążenia. Zamiast krwi stosuje się specjalny przezroczysty płyn - analog krwi o lepkości i gęstości zbliżonej do lepkości i gęstości krwi. W płynie umieszcza się niewielkie cząstki posiewu, pełniące rolę znaczników, na których rozprasza się

światło. Pola prędkości przepływu uzyskuje się z analizy zarejestrowanych obrazów światła rozproszonego na cząstkach posiewu w czasie przepływu. Powszechnie wykorzystywaną metodą analizy obrazu, będącą standardem przemysłowym, jest metoda bazująca na korelacji adaptacyjnej dwóch sąsiednich ramek obrazu. W metodzie korelacyjnej, z użyciem współczesnego sprzętu pomiarowego, uzyskuje się pola prędkości o rozdzielczości przestrzennej dwa rzędy gorszej od najmniejszych skal wirów występujących w przepływie przez sztuczne zastawki. W celu dokładnego zbadania przepływu przez zastawki jest pożądane opracowanie nowych metod umożliwiających uzyskanie większych rozdzielczości przestrzennych.

W pracy skupiono się na analizie istniejących, obrazowych metod pomiaru pól prędkości przepływu oraz opracowano nową metodę analizy obrazu pozwalającą na uzyskanie pól o większych rozdzielczościach przestrzennych i przez to na analizę składowych o wyższych częstotliwościach. Zaproponowano metodę hybrydową będącą połączeniem wielorozdzielczej korelacji z deformacją obrazu z metodą bazującą na przepływie optycznym. Opracowaną metodę przetestowano symulacyjnie oraz eksperymentalnie. Przeprowadzono eksperyment w przepływie pulsacyjnym, w układzie hydraulicznym zbliżonym do układu stosowanego w pomiarach przepływu przez sztuczne zastawki. Na podstawie uzyskanych w eksperymencie pól prędkości elementów płynu przeprowadzono analizę przepływu.

Celem autora niniejszej pracy nie była analiza pól wektorów prędkości przepływu a stworzenie narzędzia, które pozwoli na uzyskanie pól o wyższych rozdzielczościach przestrzennych w stosunku do istniejących metod opartych na korelacji. Uzyskanie wyższych rozdzielczości przestrzennych wnosi do analizy przepływu dodatkowe informacje o wyższych składowych częstotliwościowych przepływu. Motywacją autora do podjęcia próby opracowania nowej metody analizy obrazu była niewystarczająca, na potrzeby badań przepływu przez zastawki, rozdzielczość przestrzenna współczesnych obrazowych metod pomiarowych.

### **Cel pracy**

Celem pracy jest opracowanie i zbadanie metody pomiaru pól prędkości przepływu z wykorzystaniem anemometrii obrazowej, która pozwoli na uzyskanie pól wektorów prędkości przepływu o rozdzielczości przestrzennej wyższej niż w klasycznych algorytmach PIV (*Particle Image Velocimetry*).

## **Teza**

Zastosowanie hybrydowej metody pomiarowej, będącej połączeniem metody korelacyjnej i bazującej na przepływie optycznym z wykorzystaniem siatek nieregularnych pozwala na wyznaczenie pól wektorów prędkości przepływu o wyższych rozdzielczościach przestrzennych niż w klasycznych algorytmach PIV, co uzupełnia analizę przepływu o informacje dotyczące wyższych składowych częstotliwościowych, niedostępnych z użyciem metod korelacyjnych.

## **Zakres pracy:**

- analiza literaturowa złożoności przepływu przez zastawki pod kątem określenia wymagań stawianych metodom pomiarowym,
- przegląd metod pomiaru i algorytmów analizy obrazu stosowanych w anemometrii obrazowej,
- zbadanie metod wstępnego przetwarzania obrazów oraz opracowanie algorytmu identyfikacji cząstek,
- zbadanie metod konwersji pól próbkowanych nierównomiernie do pól o innym rozmieszczeniu próbek,
- opracowanie metody estymacji wektorów przemieszczeń bazującej na przepływie optycznym,
- opracowanie metody hybrydowej będącej połączeniem metody korelacyjnej i metody bazującej na przepływie optycznym,
- symulacyjne i eksperymentalne badanie opracowanej metody hybrydowej,
- opracowanie i budowa aparatury wykorzystywanej w badaniach eksperymentalnych.

Zakres tematyczny niniejszej pracy został ujęty w sześciu rozdziałach. W pierwszym rozdziale omówiono problematykę związaną z projektowaniem i badaniem sztucznych narządów układu krążenia, scharakteryzowano parametry przepływu oraz dokonano przeglądu literaturowego eksperymentów, w których badano przepływ z wykorzystaniem pomiarów pól prędkości metodami obrazowymi. W drugim rozdziale omówiono anemometrię obrazową, scharakteryzowano metody analizy obrazów oraz określono wymagania stawiane metodom pomiaru pól prędkości przepływu w sztucznych narządach układu krążenia. W rozdziale trzecim omówiono problematykę związaną ze wstępnym przetwarzaniem obrazów w anemometrii obrazowej, omówiono i zbadano algorytmy identyfikacji cząstek

wykorzystane w opracowanym oprogramowaniu oraz omówiono i zbadano metody konwersji pól próbkowanych nieregularnie do pól o innym rozmieszczeniu próbek. W rozdziale czwartym omówiono opracowaną hybrydową metodę analizy obrazów. Rozdział piąty poświęcono omówieniu opracowanej i zbudowanej przez autora pracy aparatury wykorzystanej w badaniach eksperymentalnych, natomiast w rozdziale szóstym omówiono przeprowadzone eksperymenty w przepływie rotacyjnym oraz pulsacyjnym, w których dokonano analizy obrazów z wykorzystaniem opracowanych metod.

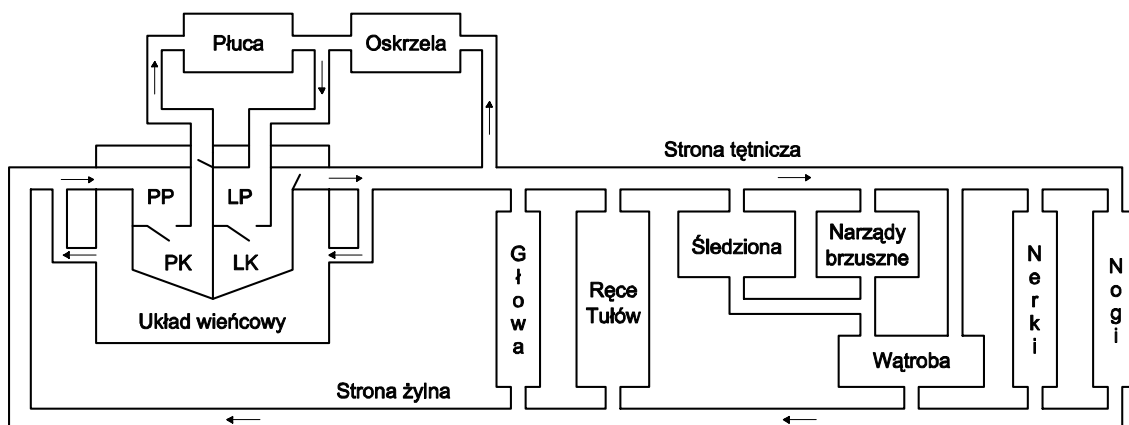


## 1

# Układ krążenia. Sztuczne narządy

## 1.1 Charakterystyka układu krążenia

Zadaniem układu krążenia jest rozprowadzanie w obrębie organizmu składników odżywczych, tlenu, hormonów, enzymów oraz odprowadzanie produktów przemiany materii i dwutlenku węgla. W skład układu krążenia wchodzi serce i naczynia krwionośne. Serce pełni rolę pompy przetłaczającej krew. Do naczyń krwionośnych należą tętnice, żyły i naczynia włosowate. Tętnicami płynie krew od serca do narządów, natomiast żyłami płynie krew z narządów do serca. Naczynia włosowate łączą tętnice z żyłami i pełnią ważną rolę w wewnątrzkomórkowej przemianie materii. Na rys. 1.1 został przedstawiony bardzo uproszczony schemat układu krążenia krwi człowieka.



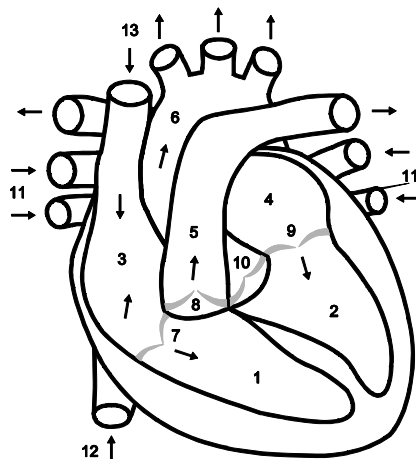
Rys. 1.1 Uproszczony schemat układu krążenia krwi u człowieka (opracowano na podst. (Filipczyński i in. 1980)).

Układ krążenia u człowieka jest układem zamkniętym, zawierającym dwa krwioobiegi – duży i mały. W krwioobiegu małym, nazywanym również płucnym odtlenowana krew wypływa poprzez tętnicę płucną z prawej komory serca do płuc. Natlenowana w płucach krew wraca żyłami płucnymi do lewego przedsionka serca. Krwioobieg duży, zwany również ogólnym rozpoczyna się aortą, poprzez którą z lewej komory serca wypływa natlenowana i bogata w substancje odżywcze krew. Aorta posiada wiele rozgałęzień i dostarcza krew do wszystkich tkanek organizmu. Od części wstępującej aorty odchodzą naczynia wieńcowe, a następnie z łuku aorty odchodzą: pień ramiennie - głowowy, tętnica szyjna wspólna lewa i tętnica podobojczykowa lewa. Dalsza część aorty to aorta zstępująca składająca się z części piersiowej i brzusznej. Do prawego przedsionka serca krew wraca żyłą główną górną i żyłą główną dolną. Żyła główna górna zbiera krew z głowy, szyi, kończyn górnych, klatki piersiowej i częściowo z tylnej ściany brzucha - z części ciała zaopatrywanych przez gałęzie łuku aorty i aorty piersiowej. Żyła główna dolna zbiera krew z klatki piersiowej, jamy brzusznej, miednicy mniejszej i kończyn dolnych – z części ciała zaopatrywanych głównie przez gałęzie aorty brzusznej (Gołąb i Traczyk 1981).

## 1.2 Serce. Cykl pracy serca

Serce jest mięśniowym narządem układu krążenia pełniącym funkcję pompy ssąco - tłoczącej. Wielkość serca człowieka porównuje się z wielkością prawej dłoni, jego przeciętne wymiary nie przekraczają 15 cm × 9 cm × 10 cm, a masa wynosi około 300 g. Pojemność serca mieści się w zakresie 510 – 775 cm<sup>3</sup> (Gołąb i Traczyk 1981). We wnętrzu serca (rys. 1.2) wyróżnia się cztery jamy: przedsionek prawy i lewy oraz komorę prawą i lewą. Ze względu na pulsacyjny charakter pracy właściwy kierunek przepływu zapewniają cztery zastawki: zastawka przedsionkowo – komorowa prawa (trójdzielna), zastawka przedsionkowo – komorowa lewa (mitralna), zastawka komorowa prawa (pnia płucnego) i zastawka komorowa lewa (aortalna). Zastawka trójdzielna jest zbudowana z trzech płatków, zastawka mitralna składa się z dwóch płatków (podobieństwo do mitry biskupiej), natomiast zastawki pnia płucnego i aortalna zbudowane są z trzech półksiężycowatych płatków.

U dorosłego człowieka w spoczynku serce bije z częstotliwością 65 – 85 uderzeń/min, a podczas wysiłku osiąga nawet 150 uderzeń/min. Objętość wyrzutowa serca wynosi około 80 cm<sup>3</sup>, co przy częstotliwości pracy 70 uderzeń/min (czas cyklu 0.86 s) daje wydatek minutowy równy 5600 cm<sup>3</sup>. Każdy cykl pracy serca składa się z fazy skurczu i fazy rozkurczu.



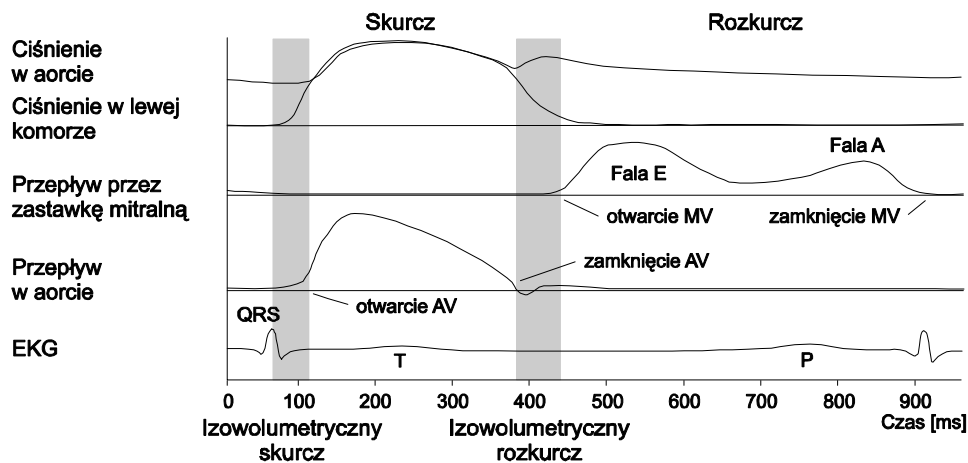
Rys. 1.2 Budowa serca człowieka: 1 - prawa komora, 2 - lewa komora, 3 - prawy przedsionek, 4 - lewy przedsionek, 5 - tętnica płucna, 6 - aorta, 7 - zastawka trójdzielna, 8 - zastawka płucna, 9 - zastawka mitralna, 10 - zastawka aortalna, 11 - żyły płucne, 12 - żyła główna dolna, 13 - żyła główna górna.

Skurcz trwa około  $1/3$  czasu cyklu. Na początku skurczu zastawka aortalna jest zamknięta przez krótki czas (około 100 ms), w którym objętość lewej komory się nie zmienia a rośnie w niej ciśnienie do wartości równej ciśnieniu w aorcie (rys. 1.3). Okres ten jest zwany skurczem izowolumetrycznym. Po przekroczeniu wartości ciśnienia w aorcie otwiera się zastawka aortalna i następuje wyrzut krwi z komory do aorty oraz dalszy wzrost ciśnienia do wartości około 120 mmHg. Po otwarciu zastawki aortalnej przepływająca przez nią krew szybko przyspiesza osiągając maksymalną prędkość (po około  $1/3$  czasu trwania skurczu) gdy płatki zastawki całkowicie się rozchylą. Ze względu na odpływ krwi z aorty ciśnienie w aorcie lekko spada (w stosunku do ciśnienia w komorze) i trwa dalszy wypływ krwi do aorty, do momentu rozpoczęcia nagłego rozkurczu. W momencie rozluźniania się komory ciśnienie w komorze spada i gdy spadnie poniżej ciśnienia w aorcie następuje zamknięcie zastawki aortalnej i rozpoczęcie izowolumetrycznego rozkurczu. Podczas skurczu lewej komory i wypływu krwi z aorty powstają wiry w trzech zatokach poniżej płatków zastawki aortalnej, które w końcowej fazie skurczu zapewniają szybkie zamknięcie zastawki. W momencie zamykania i po zamknięciu zastawki aortalnej powstaje wsteczny przepływ, który szacuje się, że nie przekracza 5% właściwego przepływu u zdrowych osób (Yoganathan i in. 2004). W czasie pracy serca zastawka aortalna zmienia swą wielkość oraz przemieszcza się. Po zamknięciu się zastawki aortalnej ciśnienie w aorcie chwilowo wzrasta tworząc tzw. ząb dikrotyczny. Ząb dikrotyczny powstaje w wyniku zmiany kierunku przepływu krwi w oddalonych częściach aorty spowodowanej elastycznością jej ścian (Filipczyński i in. 1980).

W czasie rozkurczu izowolumetrycznego w zamkniętej komorze spada gwałtownie ciśnienie i po obniżeniu poniżej ciśnienia przedsionkowego następuje otwarcie zastawki

mitralnej. Po otwarciu zastawki mitralnej rozpoczyna się powolne napełnianie komory krwią z przedsionka, jest to najdłuższa faza cyklu trwająca około 500 ms. W przepływie krwi przez zastawkę mitralną podczas rozkurczu wyróżnia się dwa maksima. Pierwsze maksimum nazywane falą E występuje w czasie rozluźniania komory, a drugie maksimum nazywane falą A pojawia się w czasie skurczu lewego przedsionka (rys. 1.3). Fala E występuje we wczesnej fazie napełniania, w której maksymalna prędkość przepływu u zdrowego, dorosłego człowieka nie przekracza 0.8 m/s. Po osiągnięciu maksimum fali E przepływ zwalnia powodując częściowe zamykanie się zastawki, która następnie się otwiera podczas przyspieszania w chwili skurczu przedsionka. Po napełnieniu się komory rozpoczyna się faza skurczu izowolumetrycznego, na początku którego w momencie wzrostu ciśnienia w komorze zamyka się zastawka mitralna.

Prawie identycznie przebiega cykl pracy prawej części serca, jednak maksymalne ciśnienie w prawej komorze jest znacznie niższe i wynosi około 20 mmHg.



Rys. 1.3 Krzywe przepływu i ciśnienia w lewej komorze i przedsionku serca. AV – zastawka aortalna, MV – zastawka mitralna (opracowano na podst. (Yoganathan i in. 2004)).

### 1.3 Schorzenia serca

Istnieje wiele przyczyn powodujących niewydolność serca, należą do nich m.in. choroba wieńcowa, nadciśnienie tętnicze, wada zastawkowa, infekcje mięśnia sercowego. Niewydolność serca może mieć charakter odwracalny lub nieodwracalny. W przypadku niewydolności odwracalnej stosuje się leczenie farmakologiczne i ewentualne tymczasowe wspomaganie mechaniczne. Dla chorych ze skrajną niewydolnością serca jedynym ratunkiem jest przeszczep serca. Ze względu na ograniczoną dostępność narządów do transplantacji

rozwiązaniem jest sztuczne serce. Według amerykańskich danych epidemiologicznych problem niewydolności serca dotyczy 2 – 3% populacji (Religa 2007).

Często nieprawidłową pracę serca wywołuje uszkodzenie zastawek. Uszkodzenia zastawek objawiają się ich zwężeniem lub niedomykalnością. W wyniku zwężenia wzrasta opór przepływu dla krwi, który wywołuje duży spadek ciśnienia na zastawce. Niedomykalność jest skutkiem zmian w płatkach zastawki i wywołuje częściowy przepływ wsteczny w chwilach gdy zastawka powinna być całkowicie zamknięta. Te stany patologiczne zmniejszają wydajność serca oraz wprowadzają dodatkowe naprężenia i odkształcenia elementów morfologicznych krwi. W zaawansowanych stadiach jedyną możliwością powrotu do właściwej pracy jest chirurgiczna wymiana zastawki na jej protezę. Obecnie zabiegi wymiany zastawek są powszechne (wymienia się na świecie około 180000 zastawek rocznie (Yoganathan i in. 2004)), jednak ich protezy są bardzo niedoskonałe i są w dalszym ciągu obiektem badań wielu naukowców. Najczęściej, ze względu na największe obciążenia uszkodzeniom ulegają: zastawka mitralna, aortalna i trójdzielna.

## **1.4 Protezy**

### **1.4.1 Sztuczne serce. Urządzenia wspomaganie serca**

Pierwszym sztucznym sercem, które odniosło sukces i zostało dopuszczone w USA do klinicznego stosowania był Jarvik-7 (Darowski i in. 2001) po raz pierwszy wszczepiony w 1982 r. Łącznie jako serce permanentne został użyty czterokrotnie, gdzie najdłuższy czas przeżycia wyniósł 620 dni. Jarvik-7 był głównie stosowany jako pomost do transplantacji i został użyty u ponad 190 pacjentów (Gray i in. 2006). W 1991 r. zaprzestano produkcji Jarvika-7 a obecnie jego unowocześniona wersja jest produkowana przez firmę SynCardia Systems jako CardioWest temporary Total Artificial Heart (TAH-t). Jarvik-7 był pulsacyjnym, dwukomorowym urządzeniem sterowanym pneumatycznie przez zewnętrzną jednostkę napędową (Arabia i in. 1999). Wewnątrz komór pracowały czterowarstwowe membrany wykonane z poliuretanu, które oddzielały część pneumatyczną od krwi. Wnętrze komory było pokryte gładką warstwą Biomeru, a przepływem krwi kierowały zastawki dyskowe.

W nowych konstrukcjach sztucznego serca i urządzeń wspomaganie serca dąży się do użycia zasilania elektrycznego zamiast pneumatycznego, co umożliwi miniaturyzację oraz budowę całkowicie wszczepialnej a przez to wykluczającej ryzyko infekcji pompy. Pierwszym całkowicie wszczepialnym sztucznym sercem elektrohydraulicznym jest AbioCor

produkowany przez Abiomed. AbioCor uzyskał w 2006 r. zgodę FDA na wszczepianie w tzw. wyjątku humanitarnym (ang. *Humanitarian Device Exemption*, HDE). AbioCor jest pompą pulsacyjną zawierającą dwie komory, w której wszystkie powierzchnie mające kontakt z krwią, łącznie z trójpłatkowymi zastawkami zostały wykonane z poliuretanu. Membrany komór są napędzane hydrauliczną pompą wirnikową z silnikiem bezszczotkowym. Pompa wirnikowa pracuje jednokierunkowo a kierunkiem przepływu pomiędzy lewą i prawą komorą steruje dwupołożeniowy zawór. Część wszczepialna składa się z pompy, jednostki sterującej, akumulatora oraz indukcyjnego odbiornika energii. Wewnętrzny akumulator jest doładowywany bezprzewodowo, poprzez skórę, z użyciem pola elektromagnetycznego. Część zewnętrzna składa się akumulatora, indukcyjnego przekaźnika energii oraz elektroniki sterującej (Dowling i in. 2001).

Opisane powyżej protezy serca zastępują całkowicie serce naturalne. Istnieje liczna grupa urządzeń wspomagających pracę serca, które są stosowane w przypadkach gdy naturalne serce jeszcze częściowo zachowuje swoją funkcjonalność ale nie jest w stanie pracować samodzielnie. Urządzenia wspomagania serca są stosowane zarówno w terapii docelowej, jak i w okresie oczekiwania na transplantację. Ze względu na sposób wszczepiania wyróżnia się urządzenia wewnątrzustrojowe, zewnątrzustrojowe oraz pośrednie (ang. *paracorporeal*). Natomiast ze względu na wspomagane komory wyróżnia się prawokomorowe, lewokomorowe oraz dwukomorowe. Spośród dopuszczonych już do użytku oraz będących jeszcze w fazie testów urządzeń wspomagania serca można wyróżnić następujące konstrukcje:

- pneumatyczne pompy pulsacyjne zasilane z zewnętrznych jednostek: Thoratec PVAD, Thoratec IVAD (Reichenbach i in. 2001), Abiomed BVS5000 i AB5000 (Samuels i in. 2005), ExCor (Miniauskas i in. 2005) oraz polskiej produkcji system POLCAS (rys. 1.4) (Nawrat 2008, Religa 2007),
- elektromechaniczne pompy pulsacyjne - całkowicie wszczepialne: LionHeart LVS-2000 (Mehta i in. 2001) i HeartMate Vented Electric LVAD (Frazier i in. 2001), Novacor (Robbins i in. 2001),
- ciągłe pompy wirnikowe - z magnetycznie lewitującym wirnikiem: DuraHeart (Morshuis i in. 2009), HVAD (Wood i in. 2008), HeartWare (Deng i Naka 2007),
- ciągłe pompy osiowe: Jarvik 2000 (Frazier i in. 2001), HeartMate II LVAD (Patel i in. 2008), InCor (Nakashima i in. 2009), MicroMed DeBakey VAD (Noon i in. 2001).



a)



b)

Rys. 1.4 Polski system wspomagania serca POLCAS: a) komora wspomagania serca POLVAD, b) jednostka sterująca POLPDU-401 (Religa 2007).

### 1.4.2 Sztuczne zastawki

Nie zbudowano dotychczas idealnej protezy zastawki, wciąż prowadzi się badania w tej dziedzinie i doskonali stworzone już modele. Idealna proteza zastawki powinna:

- wprowadzać minimalne opory przepływu,
- mieć minimalny przepływ wsteczny,
- nie generować turbulencji ani obszarów o dużych naprężeniach ścinających,
- nie tworzyć obszarów stagnacji oraz separacji strumieni,
- charakteryzować się dużą trwałością,
- być wykonana z materiałów nietoksycznych i nie wchodzić w reakcje z tkankami.

Sztuczne zastawki można podzielić na zastawki:

- mechaniczne – budowane z tworzyw sztucznych, ceramiki i metalu
- biologiczne – budowane z materiału biologicznego lub jako odpowiednio preparowane zastawki zwierzęce i ludzkie.

Pierwszą sztuczną zastawką była zastawka kulowa Starr – Edwards (rys. 1.5a), która została wszczepiona po raz pierwszy w 1960 r. w pozycji mitralnej. Zastawka ta składała się z kulki z tworzywa sztucznego poruszającej się w metalowym koszyku i charakteryzowała się dużą wytrzymałością oraz niskim poziomem hemolizy. Zastawki kulowe były stosowane klinicznie przez ponad dwadzieścia lat (Darowski i in. 2001). Następnie stosowano znacznie doskonalsze zastawki dyskowe jedno (rys. 1.5b) i dwupłatkowe (rys. 1.5c). Mechaniczna zastawka dwupłatkowa została opracowana w późnych latach siedemdziesiątych XX wieku i charakteryzowała się znacznie lepszymi parametrami przepływu w stosunku do swoich poprzedniczek. Płatki zastawki oraz zawieszenie płatków zostało wykonane z węgla

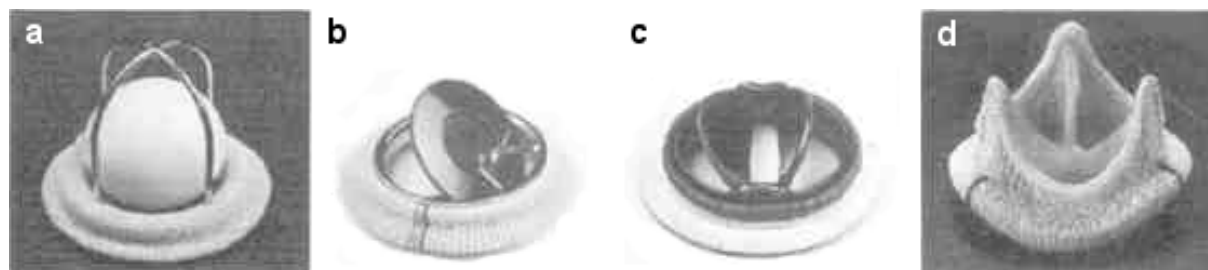
pyrolitycznego (Leondes 2001). Sztuczne zastawki wykonuje się również całkowicie z tworzyw sztucznych, gdzie przykładem może być polska zastawka poliuretanowa POLPU stosowana w komorach wspomaganie serca POLVAD (Nawrat 2008).

Współczesne zastawki mechaniczne są coraz doskonalsze, charakteryzują się mniejszym przepływem wstecznym, mniejszym spadkiem ciśnienia, większą efektywną średnicą przepływu i mniejszą liczbą regionów stagnacji niż wcześniejsze zastawki kulowe lub dyskowe. Jednak są również źródłem wielu komplikacji - nefizjologiczny przepływ wymaga stosowania ciągłej terapii antykoagulacyjnej zapobiegającej tworzeniu się skrzeplin. Terapia antykoagulacyjna może wywoływać krwotoki.

Lepszą hemodynamiką przepływu charakteryzują się zastawki biologiczne, w których można ograniczyć lub wręcz zaniechać stosowanie terapii antykoagulacyjnej. Poważną wadą zastawek biologicznych jest ich szybkie starzenie się, średni okres pracy takiej zastawki wynosi 10 - 12 lat (Yoganathan i in. 2005). Zastawki biologiczne (rys. 1.5d) ze względu na pochodzenie tkanki można podzielić na:

- ksenografty – zastawki budowane z tkanek zwierzęcych (wieprzowych zastawek aortalnych lub z wołowego osierdzia),
- homografty – zastawki pobierane z ludzkich zwłok.

Homografty są znacznie rzadziej stosowane ze względu na ich dostępność. Zastawki biologiczne – stentowe są usztywniane pierścieniem z tworzywa sztucznego lub metalu, który ułatwia implantację oraz usztywnia płatki zastawki zmniejszając przepływ wsteczny. Zastawki bezstentowe są trudniejsze w implantacji, ale są bardziej elastyczne i pozwalają na uzyskanie lepszych parametrów hemodynamicznych, charakteryzują się również większą trwałością niż zastawki stentowe (Darowski i in. 2001).



Rys. 1.5 Fotografie protez zastawek: a) kulowej, b) jednodyskowej, c) dwupłatkowej, d) tkankowej (Leondes 2001).

Napężenia elementów morfologicznych krwi podczas przepływu przez zastawki mechaniczne początkują tworzenie się skrzeplin. Projektując zastawki mechaniczne dąży się



do minimalizacji naprężeń, do uzyskania przepływu jak najbardziej podobnego przepływowi fizjologicznemu. Prowadzi się badania *in vitro* i *in vivo*, które pozwalają lepiej zrozumieć dynamikę przepływu, znaleźć zależności pomiędzy hemodynamiką przepływu a strukturą zastawki.

## 1.5 Projektowanie i badanie protez

Idealne protezy serca czy zastawek powinny generować przepływ identyczny z fizjologicznym. Ze względu na szereg trudności dąży się do budowy protez, które będą generowały przepływ zbliżony do fizjologicznego. Trudności te wynikają ze złożoności zjawisk fizycznych zachodzących w czasie przepływu, niewystarczającego ich poznania oraz ograniczeń współczesnych technologii, np. inżynierii materiałowej. Budowane protezy oprócz zapewnienia właściwych parametrów hemodynamicznych powinny charakteryzować się wysoką trwałością oraz biogodnością, jednak zagadnienia te znacznie wykraczające poza ramy niniejszej pracy nie będą tutaj omawiane. Poniżej przeanalizowano aspekty projektowania i testowania protez tylko pod kątem hydrodynamiki.

W procesie projektowania protez wykorzystuje się:

- modele teoretyczne lub matematyczne bazujące na hemodynamice teoretycznej,
- obliczeniową mechanikę płynów – modele numeryczne,
- badania eksperymentalne.

W początkowych latach, gdy rodziło się dopiero pojęcie sztucznego organu pierwsze protezy były wynikiem eksperymentów lekarzy – chirurgów. Obecne protezy narządów są wynikiem wielu lat doświadczeń i współpracy zespołów z różnych dziedzin, m. in. lekarzy, biologów, fizjologów, inżynierów. Dzięki rozwojowi metod numerycznych oraz maszyn obliczeniowych tworzenie modeli fizycznych wspomaga się symulacjami numerycznymi. Eksperymenty na modelach fizycznych pozwalają na weryfikację modeli numerycznych oraz ich udoskonalanie. Dzięki ścisłemu powiązaniu modelu fizycznego z numerycznym możliwe jest lepsze poznanie zjawisk zachodzących w budowanych protezach, ponieważ technika symulacji pozwala na osiągnięcie dokładności znacznie przewyższających współczesne techniki pomiarowe (Sotiropoulos i Borazjani 2009).

### 1.5.1 Obliczeniowa mechanika płynów

Podstawowymi równaniami stosowanymi w obliczeniowej mechanice płynów są: równanie ciągłości i równanie Naviera – Stokesa, które tworzą układ nieliniowych różniczkowych równań cząstkowych. Ze względu na złożoność obiektu układ ten nie posiada rozwiązań

analitycznych i możliwe jest jedynie jego rozwiązanie numeryczne. W celu rozwiązania numerycznego ciągle równania poddaje się dyskretyzacji w przestrzeni oraz w czasie. Do najczęściej stosowanych metod dyskretyzacji równań w przestrzeni należą: (Dumont 2004, Gryboś 1998, Kazimierski 2004, Lanoye 2008)

- metoda różnic skończonych (FDM),
- metoda elementów skończonych (FEM),
- metoda objętości skończonych (FVM).

W procesie dyskretyzacji równania różniczkowe zastępuje się równaniami algebraicznymi, które następnie rozwiązuje się w dyskretnych siatkach czasowo – przestrzennych z zadanymi warunkami brzegowymi i parametrami początkowymi. Generowanie optymalnej siatki obliczeniowej jest często złożonym zagadnieniem geometrycznym, od którego rozwiązania zależy dokładność oraz sensowność uzyskanych wyników symulacji.

We wczesnych symulacjach CFD (*Computational Fluid Dynamics*) obliczenia były przeprowadzane dla zastawki w określonej fazie cyklu, przy stałym położeniu płatków, sztywnych ścianach naczyń i przepływie stacjonarnym (Yoganathan i Sotiropoulos 2004). W ostatnich latach dzięki rozwojowi narzędzi coraz częściej przeprowadza się symulacje z uwzględnieniem interakcji pomiędzy elementami płynu a ciałem stałym – analiza FSI (*Fluid Structure Interaction*). Jako ciało stałe są tutaj rozumiane wszelkie elementy otaczające płyn, np. ściany naczyń, obudowa zastawki wraz z płatkami. Dzięki analizie FSI jest możliwe uwzględnienie ruchów płatków zastawki, a także elastyczności ścian naczyń (np. aorty), co pozwala na przeprowadzenie symulacji dla przepływu pulsacyjnego w pełnym cyklu i warunkach zbliżonych do fizjologicznych. Taka analiza wymaga uwzględnienia złożonych modeli ścian naczyń oraz kinematyki zastawki, ponieważ w symulacjach FSI ciało stałe przemieszcza się lub odkształca odpowiednio wraz z ruchem płynu. Rozwiązanie tego problemu wymaga rozpatrywania każdego z ośrodków osobno i uwzględnienia ich wzajemnych interakcji na granicy ośrodków. Zazwyczaj równania Naviera - Stokesa opisuje się we współrzędnych Eulera a równania ruchu ciała stałego we współrzędnych Lagrange'a. Opracowano szereg różnych metod umożliwiających uwzględnienie interakcji pomiędzy płynem a ciałem stałym, które dzieli się na metody ze stałą siatką i ze zmienną siatką (Lanoye 2008, Loon i in. 2007, Sotiropoulos i Borazjani 2009). W metodach ze stałą siatką (najpopularniejsze to *Immersed Boundary Method* oraz *Fictitious Domain Method*) przestrzeń płynu jest dyskretyzowana z użyciem stałej, najczęściej kartezyjskiej siatki a przestrzeń ciała stałego, swobodnie poruszającego się w płynie, jest dyskretyzowana z użyciem odrębnej

siatki. Przemieszczanie ciała stałego uwzględnia się poprzez dodanie na granicy ciała stałego - płyn dodatkowych sił w równaniach Naviera – Stokesa. W metodach ze zmienną siatką równania płynu i ciała stałego formułuje się z użyciem opisu ALE (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*), gdzie płyn opisuje się we współrzędnych Eulera a ciało stałe we współrzędnych Lagrange'a. W metodzie ALE siatka płynu i ciała stałego są odseparowane i nie nakładają się na siebie tak jak w metodach ze stałą siatką. Siatki są połączone tylko na granicy ośrodków a siatka płynu przemieszcza się podążając za zmianami ciała stałego. Metoda ta jest złożona obliczeniowo ze względu na częste przeliczanie siatek w czasie symulacji.

Przepływy w sztucznych zastawkach, sercu i naczyniach okołosercowych są pulsacyjne, chwilami przejściowe oraz turbulентne, co sprawia że są bardzo trudne w modelowaniu i symulacji. W modelowaniu tych przepływów wykorzystuje się takie techniki jak (Yoganathan i Sotiropoulos 2005):

- uśrednione równania Reynoldsa - RANS (*Reynolds Averaged Navier – Stokes*) wraz z odpowiednim modelem turbulencji (Sotiropoulos 2000),
- symulacje DNS (*Direct Numerical Simulation*),
- symulacje dużych wirów – LES (*Large Eddy Simulation*).

Większość komercyjnych pakietów CFD jest oparta na równaniach Reynoldsa wraz z różnymi modelami turbulencji, które są optymalizowane dla przepływów o dobrze rozwiniętej turbulencji. Przydatność tych pakietów do symulacji przepływów w naczyniach układu krążenia jest ograniczona ze względu na stosunkowo niewielkie liczby Reynoldsa oraz ich dużą zmienność (Yoganathan i Sotiropoulos 2005). W metodzie DNS symuluje się turbulencje bezpośrednio z użyciem równań Naviera – Stokesa, co wymaga stosowania siatek o bardzo dużej gęstości. Oczka siatki obliczeniowej muszą być mniejsze od najmniejszych skal turbulencji (mikroskali Kolmogorowa). W symulacji DNS nie stosuje się uśrednionych równań tak jak w przypadku RANS tylko przeprowadza się szereg symulacji, a odpowiadające kolejnym realizacjom procesu wyniki uśredniają się. Metoda ta ma ograniczone zastosowania, gdyż wymaga bardzo dużych mocy obliczeniowych i z tego względu jest dopiero od niedawna stosowana i rozwijana. Ge i in. (2003) przeprowadzili trójwymiarową symulację DNS przepływu przez dwupłatkową zastawkę mechaniczną, przy w pełni otwartych płatkach, z użyciem siatki o  $1.5 \cdot 10^6$  węzłach. Dasi i in. (2007) przeprowadzili po raz pierwszy pełną symulację DNS z użyciem techniki FSI dla zastawki dwupłatkowej w 10 cyklach pracy serca z zastosowaniem siatki o około  $10^7$  węzłach. Ta symulacja umożliwiła wieloskalową analizę przepływu w trzech wymiarach przy rozdzielczościach

przewyższających możliwości współczesnych technik pomiarowych. Jednocześnie symulacje numeryczne zostały zweryfikowane eksperymentalnie na fizycznym modelu z wykorzystaniem pomiarów techniką PIV (*Particle Image Velocimetry*). Alternatywą dla DNS jest metoda LES, która umożliwia uzyskanie podobnych jak w DNS rozdzielczości przy znacznie mniejszych wymaganiach obliczeniowych. Ponieważ symulacje techniką DNS, poza prostymi przypadkami, są obecnie poza zasięgiem wielu ośrodków naukowych w ostatnich latach silnie rozwija się metody LES. W metodzie tej dokonuje się separacji ciągłego widma energii turbulentnych fluktuacji na część rozwiązywaną numerycznie i część modelowaną analitycznie. W wyniku tych założeń i odpowiednich przekształceń równań Naviera – Stokesa uzyskuje się nową wielkość nazywaną tensorem naprężeń podsiatkowych, dla którego tworzy się odpowiedni model. W metodzie LES modeluje się wiry drobnoskalowe (wykazujące izotropowość struktury) a rozwiązuje numerycznie pola dużych wirów, dla których modele nie są znane (Bogusławski i in. 2008).

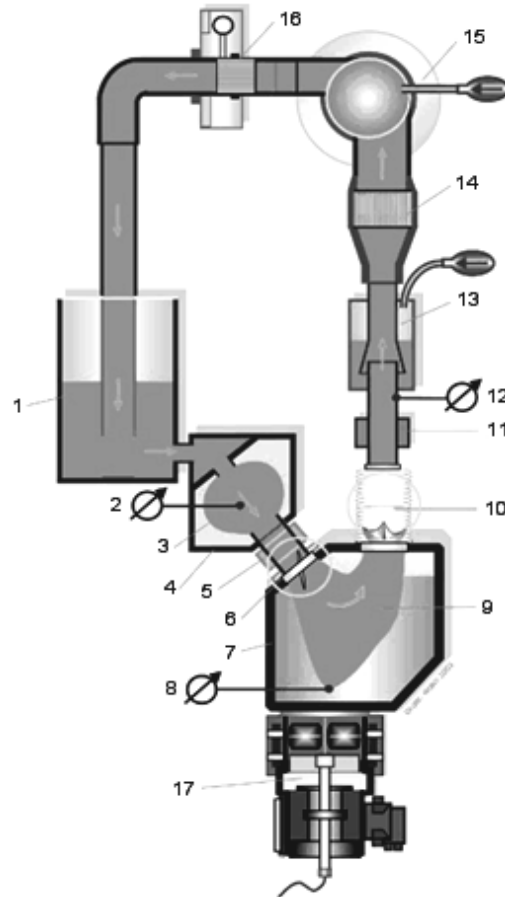
W obliczeniowej mechanice płynów dotyczącej bioprzepływów rozwija się narzędzia analizy wieloskalowej, które pozwolą na jednoczesną analizę w szerokim zakresie wielkości, od skal rzędu  $\mu\text{m}$  (zawiasy zastawki) do skal rzędu pojedynczych cm. Rozpatrywanie tak małych skal umożliwi badanie interakcji pojedynczych elementów morfotycznych krwi z otoczeniem. Śledzenie toru pojedynczych elementów krwi oraz sił na nie działających pozwoliłoby na precyzyjne określenie stopnia ich niszczenia. Największym ograniczeniem współczesnej obliczeniowej mechaniki płynów jest zbyt mała wydajność obliczeniowa maszyn używanych w symulacjach numerycznych. Te ograniczenia narzucają stosowanie uproszczonych modeli (np. krwi, ścian naczyń) w symulacjach FSI, a zarazem mobilizują do udoskonalania istniejących już algorytmów i poszukiwania nowych, bardziej wydajnych. Przeprowadzenie pełnej symulacji trójwymiarowej FSI zastawki z odtworzeniem geometrii otoczenia (np. geometrii aorty) w fizjologicznych warunkach i z rozdzielczością uwzględniającą hemodynamiczne skale ruchu jest poza zasięgiem współczesnych narzędzi obliczeniowych (Sotiropoulos i Borazjani 2009).

### **1.5.2 Badania eksperymentalne**

Badania eksperymentalne wykorzystuje się w celu głębszego poznania zjawisk zachodzących w czasie przepływu przez sztuczne bądź naturalne zastawki lub w celach testowych, aby sprawdzić zgodność parametrów badanego modelu z parametrami oczekiwanymi. Przeprowadza się zarówno badania w organizmie (*in vivo*), jak również poza organizmem (*in vitro*), gdzie badany model jest umieszczany w symulatorze układu krążenia.

Ze względu na obiekt (aspekt etyczny) jak i możliwości pomiarowe badania *in vivo* są wykonywane znacznie rzadziej. W eksperymentach *in vivo* dąży się do stosowania pomiarów nieinwazyjnych z użyciem technik ultradźwiękowych czy rezonansu magnetycznego, ale wykonuje się również pomiary inwazyjne z użyciem sond termooanemometrycznych. Nygaard i in. (1992) dokonali pomiaru rozkładu naprężeń turbulentnych u ludzi za zastawką aortalną z użyciem sondy termooanemometrycznej. Pomiary wykonano na 17 pacjentach, z których część miała nieuszkodzoną zastawkę aortalną, część zwężoną a część zastawkę sztuczną. Botnar i in. (2000) użyli nieinwazyjnej techniki rezonansu magnetycznego do wyznaczenia profilu prędkości w aorcie u osób z normalną zastawką aortalną i sztuczną. Nyboe i in. (2006) dokonali pomiarów naprężeń turbulentnych u świń za sztuczną zastawką aortalną z użyciem specjalnie skonstruowanej wielopunktowej głowicy ultradźwiękowej. Nieinwazyjne eksperymenty *in vivo* dostarczają wielu cennych informacji badaczom, jednak uzyskiwane dane, ze względu na niedoskonałość narzędzi pomiarowych, charakteryzują się znacznie mniejszą rozdzielczością i dokładnością od tych otrzymywanych w eksperymentach *in vitro*.

Badania *in vitro* przeprowadza się na stanowiskach symulujących rzeczywisty układ krążenia. W zależności od charakteru badań i tego jaki fragment układu krążenia jest badany stosuje się mniej lub bardziej złożone fizyczne modele układu krążenia. Opracowano szereg różnych fizycznych symulatorów, które umożliwiają badanie procesów fizjologicznych oraz symulację fizycznej pracy zastawek, sztucznego serca, czy innych pomp. W przypadku zastawek badania można podzielić na wykonywane w przepływie ciągłym i pulsacyjnym. Testy w przepływie ciągłym są proste w realizacji i mało inwazyjne dla zastawek, mogą być wykorzystywane do badań kwalifikacyjnych (Darowski i in. 2001). W testach w przepływie ciągłym można m.in. określić gradient ciśnienia zastawki, określić pole otwarcia w funkcji przepływu, czy wyznaczyć pole wektorów prędkości przepływu. Znacznie więcej informacji dostarcza badanie w przepływie pulsacyjnym, gdzie badany model pracuje w warunkach zbliżonych do fizjologicznych. Wśród symulatorów wyspecjalizowanych do badań zastawek w przepływie pulsacyjnym można wyróżnić układ z Sheffield (Leondes 2001), z Aachen (Leondes 2001, Paulis i in. 2005), Vivitro Systems (Leondes 2001) oraz polski z Fundacji Rozwoju Kardiochirurgii (Darowski i in. 2001, Nawrat 2008). W symulatorach - modelach fizycznych układu krążenia możliwe jest uzyskanie fizjologicznych i patologicznych warunków przepływu.

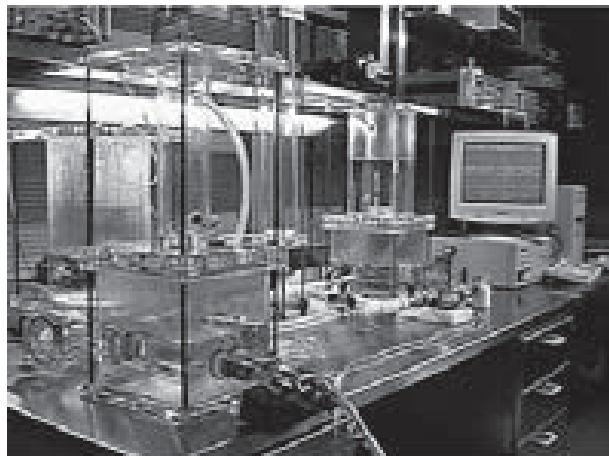


Rys. 1.6 Model fizyczny układu krążenia z Aachen (Paulis i in. 2005): 1- zbiornik, 2, 8, 12 - czujnik ciśnienia, 3 – przedsionek, 4 - komora przedsionkowa, 5, 11 - czujnik przepływu, 6 - zastawka mitralna, 7 - komora kompresyjna z płynem i poduszką powietrzną, 9 - silikonowy worek komory serca, 10 - kanał zastawki aortalnej, 13, 15 - regulowane podatności, 14 – rezystancja, 16 - regulowana rezystancja, 17 - napęd elektromechaniczny.

Na rys. 1.6 przedstawiono rysunek schematyczny modelu fizycznego układu krążenia opracowany w Instytucie Helmholtza w Aachen (Paulis i in. 2005). Model ten jest wykorzystywany do symulacji części układu krążenia z lewą komorą i krążeniem systemowym. W celu uzyskania warunków zbliżonych do fizjologicznych wejściowa i wyjściowa impedancja wokół badanej zastawki są symulowane przez szereg regulowanych podatności i rezystancji odzwierciedlających rzeczywiste parametry. Silikonowy worek lewej komory jest ściskany i rozluźniany w komorze wypełnionej płynem i powietrzem z użyciem tłoka. Tłok jest poruszany napędem elektrycznym według zadanej krzywej objętość – czas. Elektryczne sterowanie jednostką napędową umożliwia dowolne kształtowanie charakterystyki przemieszczania się tłoka, a przez to uzyskanie zarówno fizjologicznych jak i patologicznych krzywych przepływu. Powietrze w komorze sprężania symuluje podatność komory serca. W modelu starano się odwzorować rzeczywistą geometrię lewej komory oraz

aorty. Wbudowane czujniki umożliwiają ciągłą rejestrację ciśnienia i przepływu w kilku punktach układu w czasie pracy symulatora.

W Pracowni Biocybernetyki Fundacji Rozwoju Kardiologii zbudowano model fizyczny układu krążenia (rys. 1.7) wykorzystywany do testowania sztucznego serca (Darowski i in. 2001, Nawrat 2008). W skład zestawu wchodzi zbiorniki przedsionkowe, sztuczne serce, zbiorniki podatności systemowej i płucnej oraz rezystancje hydrauliczne. Obciążenie płucne i systemowe reprezentują rezystancje hydrauliczne złożone z szeregu równoległych rurek (rezystancja płucna – 1316 rurek, rezystancja systemowa - 178 rurek). Stanowisko pozwala na uzyskiwanie przepływów fizjologicznych i patologicznych oraz umożliwia łatwą rekonfigurację, stosownie do prowadzonych badań.



Rys. 1.7 Model fizyczny układu krążenia do testowania sztucznego serca zbudowany w Pracowni Biocybernetyki Fundacji Rozwoju Kardiologii (Nawrat 2008).

We współczesnych fizycznych modelach układu krążenia dąży się do połączenia konstrukcji mechanicznych z symulacjami numerycznymi tworząc modele hybrydowe. To połączenie jest możliwe dzięki sterowanym komputerowo przetwornikom impedancji i pozwala na tworzenie modeli, których złożoność nie jest zależna od ograniczeń technicznych a tylko od wiedzy fizjologicznej (Darowski i in. 2007).

W eksperymentach z użyciem modeli fizycznych oprócz pomiarów wielkości uśrednionych ważny jest również pomiar wielkości chwilowych w pewnych punktach, płaszczyźnie lub przestrzeni przepływu. Pomiar wielkości chwilowych pozwalają na analizę zachowań dynamicznych badanych układów. Do pomiarów chwilowych prędkości przepływu wykorzystuje się takie techniki jak:

- termoanemometrię,
- dopplerowską anemometrię laserową LDV (*Laser Doppler Velocimetry*),

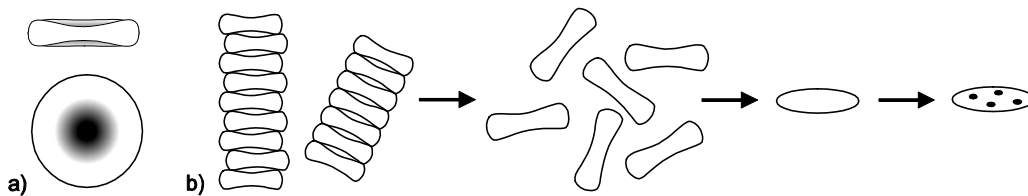
- metody obrazowe PIV (*Particle Image Velocimetry*).

Spośród powyższych metod ze względu na inwazyjność rzadko wykorzystuje się termoanemometrię. Dwie pozostałe metody do pomiarów wykorzystują światło, co wymaga budowy modeli transparentnych oraz stosowania transparentnych analogów krwi. Jako analog krwi wykorzystuje się najczęściej mieszaninę wody i gliceryny, która charakteryzuje się zbliżoną do krwi lepkością i bardzo dobrymi parametrami optycznymi (Darowski i in. 2001, Leondes 2001). Metody te również wymagają stosowania niewielkich (o średnicy 1-100  $\mu\text{m}$ ) cząstek posiewu zawieszonych w przepływającym płynie, pełniących rolę znaczników. Laserowa anemometria dopplerowska jest metodą punktową i umożliwia bardzo dokładne pomiary. Techniki obrazowe charakteryzują się mniejszą dokładnością pomiaru niż anemometria dopplerowska czy termoanemometria, ale pozwalają na pomiary pól wektorów prędkości. Dalsza część pracy zostanie poświęcona wyłącznie technikom obrazowym.

## 1.6 Właściwości mechaniczne krwi

Krew jest tkanką płynną, wypełniającą naczynia krwionośne, która dostarcza komórkom organizmu substancje odżywcze i tlen a odprowadza produkty przemiany materii i dwutlenek węgla. Krew jest odpowiedzialna również za transport hormonów oraz bierze udział w homeostazie. Z fizykochemicznego punktu widzenia krew jest zawiesiną, gdzie w środowisku płynnym – osoczu są zawieszone elementy morfotyczne: erytrocyty (krwinki czerwone), leukocyty (krwinki białe) i trombocyty (płytki). Stosunek objętości wszystkich erytrocytów do całkowitej objętości krwi jest nazywany hematokrytem i wynosi około 45%. Pozostałe składniki morfotyczne zajmują około 1% objętości, natomiast resztę stanowi osocze. Erytrocyt, gdy nie działają na niego siły zewnętrzne ma kształt dwuwklęsłego krążka (rys. 1.8a) o średnicy około 8.5  $\mu\text{m}$  i grubości 2.4  $\mu\text{m}$  (Baskurt i in. 2007). Jest otoczony lepkosprężystą błoną i wypełniony niutonowskim płynem. Leukocyty mają średnicę 3 – 20  $\mu\text{m}$ . Płytki są najmniejszymi elementami morfotycznymi w kształcie elipsoidalnych dysków o średnicy 2 – 4  $\mu\text{m}$ . Osocze zachowuje się jak płyn niutonowski, składa się głównie z wody (około 92%) a resztę stanowią związki organiczne i nieorganiczne. Ze względu na wysoki hematokryt parametry reologiczne krwi wynikają głównie z właściwości erytrocytów.





Rys. 1.8 Budowa erythrocytu (a) oraz proces niszczenia erythrocytów (b) .

W organizmie człowieka krew przepływa przez naczynia o średnicach od pojedynczych  $\mu\text{m}$  do pojedynczych  $\text{cm}$ , w dodatku przepływ jest pulsacyjny, co wywołuje prędkości ścinania w zakresie  $10^{-1} - 10^5 \text{ s}^{-1}$ . W zależności od poziomu naprężeń ścinających działających na elementy morfotyczne krew różnie się zachowuje. Przy niewielkich naprężeniach czerwone krwinki tworzą agregaty po kilka elementów, które następnie łączą się w większe grupy tworząc rulony. Przy wzroście naprężeń ścinających rulony się rozpadają i dominują rozproszone pojedyncze krwinki. Przy dalszym wzroście naprężeń erythrocyty zmieniają kształt, aż po przekroczeniu pewnego krytycznego progu ich błona pęka i do osocza jest uwalniana ich zawartość (rys. 1.8b). Proces niszczenia erythrocytów jest nazywany hemolizą.

Przedstawione zachowania erythrocytów powodują, że krew jest bardzo złożoną reologicznie substancją, która w ogólnym przypadku nie może być traktowana jako płyn niutonowski. Przy prędkościach ścinania powyżej  $100 \text{ s}^{-1}$  przyjmuje się, że krew zachowuje się jak jednorodny płyn niutonowski (Leondes 2001, Ku 1997). Przy niskich prędkościach ścinania występujących w centralnej części naczyń oraz w obszarach lokalnej recyrkulacji krew należałoby rozpatrywać jako płyn nieniutonowski (Leondes 2001). Krew zachowuje się również jak płyn nieniutonowski w niewielkich obszarach wokół zawiasów zastawki oraz w strumieniu wstecznym powstałym podczas domykania się płatków zastawki mechanicznej (Sotiropoulos i Borazjani 2009). Istnieje szereg modeli opisujących zachowanie się krwi jako płynu nieniutonowskiego (Leondes 2001, Baskurt i in. 2007), jednak są one rzadko stosowane w symulacjach przepływu przez sztuczne zastawki ze względu na złożoność obliczeniową oraz niedoskonałość narzędzi symulacyjnych. W eksperymentach *in vitro* najczęściej stosuje się analog krwi, który jest płynem niutonowskim.

Typowa efektywna lepkość dynamiczna krwi w temp  $37^\circ\text{C}$  u mężczyzn przy prędkościach ścinania  $0.277 \text{ s}^{-1}$  i  $128.5 \text{ s}^{-1}$  wynosi  $39 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  i  $4.3 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ , natomiast gęstość  $1060 \text{ kg}/\text{m}^3$  (Baskurt i in. 2007). Z podanych powyżej wartości lepkości wynika, że zmienia się ona w szerokich granicach i zależy od poziomu naprężeń ścinających. W symulacjach numerycznych oraz w eksperymentach *in vitro* stosuje się analog krwi o lepkości około  $40 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  (Ku 1997, Leondes 2001).

Niefizjologiczny przepływ krwi, który generują sztuczne narządy układu krążenia może wpływać destrukcyjnie na elementy morfotyczne. Główną przyczyną uszkodzeń lub niszczenia tych elementów jest kontakt z powierzchniami niebiologicznymi protez oraz zbyt duże naprężenia ścinające. Zmianom mechanicznym ulegają głównie erytrocyty i trombocyty oraz, w wyniku uderzeń elementów krwi, komórki śródbłonna wyściełającego naczynia.

Jednym z kryteriów oceny jakości danej protezy jest określenie poziomu hemolizy jaki może ona wywołać. Na etapie projektowania i symulacji stopień niszczenia erytrocytów określa się na podstawie zależności poziomu hemolizy od parametrów wygenerowanego przepływu. Zależność poziomu hemolizy od wartości naprężeń ścinających wyznacza się doświadczalnie poprzez pomiar koncentracji uwolnionej z erytrocytów hemoglobiny w przepływie o kontrolowanych naprężeniach ścinających. Odpowiednie naprężenia uzyskuje się w wiskozymetrze rotacyjnym lub w strumieniu generowanym przez zanurzoną dyszę. Obserwuje się, że poniżej pewnego - krytycznego poziomu naprężeń ścinających we krwi nie pojawiają się uszkodzone erytrocyty. Krytyczny poziom naprężeń zależy od wielu czynników, z których najistotniejszym jest czas ekspozycji erytrocytu na dane naprężenia. Dla długich czasów ekspozycji w zależności od metody pomiaru krytyczna wartość naprężeń ścinających należy do przedziału od  $150 \text{ N/m}^2$  (poziom wyznaczony przez Sutura i Mehrjardi w wiskozymetrze rotacyjnym przy czasie ekspozycji rzędu pojedynczych minut) do  $400 \text{ N/m}^2$  (poziom wyznaczony przez Sallama i Hwanga w strumieniu turbulentnym z dyszy przy czasie ekspozycji 1 ms) (Ge i in. 2008). Grigioni i in. (1999) rozważając wyżej podany graniczny poziom naprężeń ścinających w trzech wymiarach określili go jako nie mniejszy niż  $600 \text{ N/m}^2$  przy czasie ekspozycji 1 ms, natomiast Lu i in. (2001) oszacowali ten poziom jako równy  $800 \text{ N/m}^2$ . Ze względu na złożoność zjawisk zachodzących w przepływie, wywołujących hemolizę, nie określono precyzyjnie zależności poziomu hemolizy od naprężeń ścinających i czasu ekspozycji. Leverett i in. (1972) zamieścili w swojej pracy krzywą zależności wartości krytycznych naprężeń ścinających od czasu ekspozycji na te naprężenia. Krzywa ta została opracowana na podstawie wielu prac wykonanych przez różnych badaczy, nie zawsze w tych samych warunkach. Przy czasach ekspozycji rzędu 100 s (wiskozymetr z koncentrycznymi cylindrami) graniczne naprężenia wyniosły  $150 \text{ N/m}^2$ , przy czasach ekspozycji rzędu 10 ms (przepływ kapilarny) naprężenia graniczne wyniosły  $500 \text{ N/m}^2$  oraz przy czasie 10  $\mu\text{s}$  (strumień turbulentny) naprężenia graniczne wyniosły  $4000 \text{ N/m}^2$ .

W zależności od metody pomiaru poziomu hemolizy siły odkształcające elementy morfotyczne mają różne pochodzenie. W przypadku viskozymetrów rotacyjnych naprężenia ścinające powstają w wyniku laminarnego tarcia lepkiego, natomiast w pomiarach z użyciem zanurzonej dyszy naprężenia reprezentuje suma tensora naprężeń lepkich i tensora naprężeń turbulentnych (Reynoldsa). Pomimo różnego pochodzenia tych naprężeń oraz warunków pomiaru często w literaturze zrównuje się te wielkości razem oraz określa wspólnym mianem naprężeń ścinających (Leverett i in. 1972). W eksperymentach *in vitro* zazwyczaj pomiar naprężeń ścinających utożsamia się z pomiarem naprężeń turbulentnych (Ge i in. 2008).

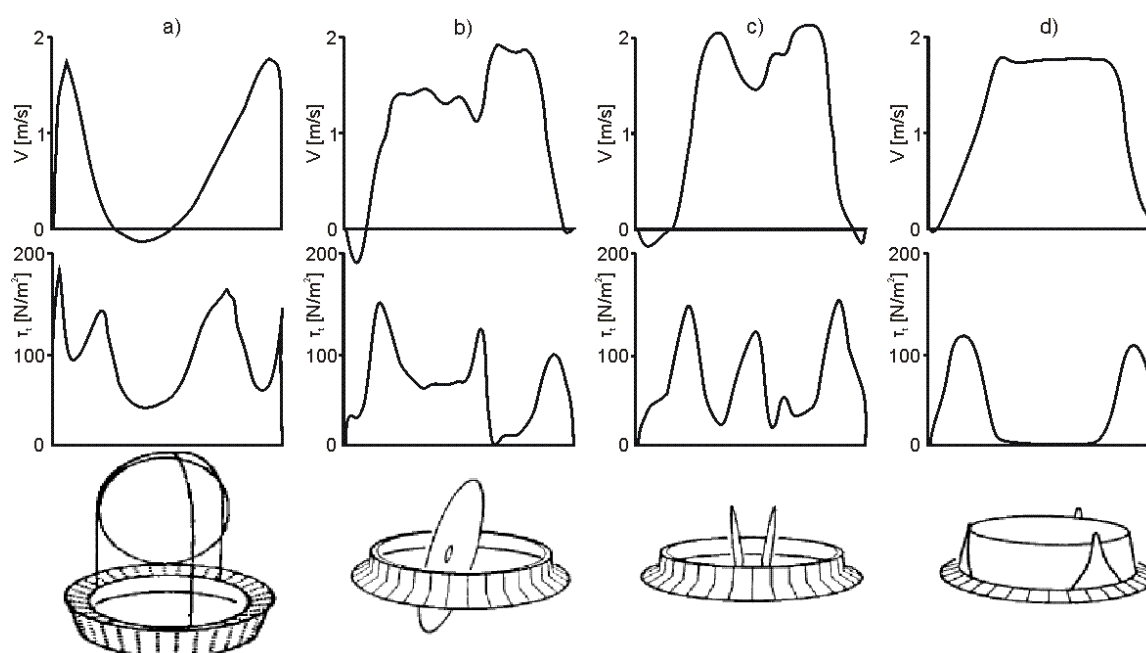
Znacznie bardziej złożony oraz mniej poznany od hemolizy jest wpływ nefizjologicznych warunków przepływu na trombocyty. W wyniku działania zbyt dużych naprężeń ścinających trombocyty mogą ulegać niszczeniu lub aktywacji, co może prowadzić do formowania się groźnych dla życia skrzeplin. Działanie zbyt dużych naprężeń ścinających na śródbłonek wyściełający naczynia uszkadza jego komórki, które następnie wydzielają specyficzne białka. Kontakt trombocytów z tymi białkami wyzwala ciąg procesów – aktywację, adhezję oraz agregację płytek, prowadzących do powstania skrzepliny przyściennej (Yoganathan i Sotiropoulos 2005). Skrzepliny powstają również w obszarach o złym przemywaniu oraz w obszarach lokalnej recyrkulacji krwi. Na granicy pomiędzy przepływającym strumieniem a obszarem recyrkulacji istnieje warstwa ścinająca, w której mogą ulegać aktywacji płytki krwi. Część zaktywowanych płytek wpada do obszaru recyrkulacji i porusza się razem z powstałym, odrywającym się wirym. Wewnątrz wiru płytki ulegają agregacji początkując tworzenie się skrzepliny (Yin i in. 2004).

Trombocyty ulegają niszczeniu przy znacznie mniejszych naprężeniach ścinających niż erytrocyty. Wurzinger i Schmid-Schönbein (1990) określili poziom naprężeń ścinających, przy którym trombocyty ulegają nieodwracalnym uszkodzeniom, jako równy około  $50 \text{ N/m}^2$  przy czasie ekspozycji rzędu 100 ms. Krytyczny poziom naprężeń ścinających wyznacza się doświadczalnie. Analogicznie jak w przypadku erytrocytów stopień zniszczenia ocenia się przez pomiar stężenia uwolnionego z wnętrza trombocytów enzymu LDH (dehydrogenaza mleczanowa).

Korzystając z danych eksperymentalnych Giersiepen i in. (1990) stworzyli równania empiryczne określające stopień zniszczenia erytrocytów i trombocytów na podstawie wartości naprężeń ścinających i czasów ekspozycji.

## 1.7 Dynamika przepływu przez zastawki

Przepływ przez zastawki jest bardzo złożony i w zależności od fazy cyklu może być laminarny, przejściowy lub turbulentny. Mechaniczne zastawki generują przepływ znacząco różny od fizjologicznego, występują tam obszary o dużych prędkościach i wysokich naprężeniach ścinających oraz obszary recyrkulacji, gdzie ze względu na długi czas przebywania krwi mogą się formować struktury skrzepelinowe. Na rys. 1.9 przedstawiono profile prędkości i turbulentnych naprężeń ścinających w szczycie skurczu, w zastawkach mechanicznych oraz w zastawce biologicznej.



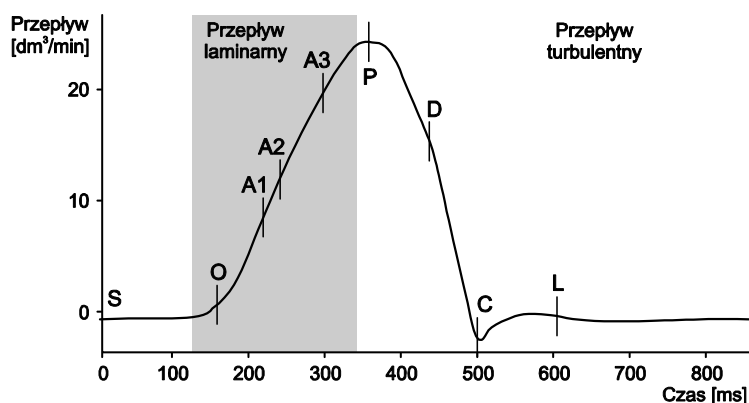
Rys. 1.9 Profile prędkości i turbulentnych naprężeń ścinających w szczycie skurczu w zastawkach mechanicznych a) kulowej, b) jednodyskowej, c) dwupłatkowej i zastawce biologicznej d) osierdziejowej (opracowano na podst. (Yoganathan i in. 2004)).

Badania i symulacje zastawek najczęściej przeprowadza się w położeniu aortalnym z uwagi na występowanie tam największych naprężeń ścinających w przepływie (Sotiropoulos i Borazjani 2009).

U zdrowego dorosłego człowieka maksymalna prędkość przepływu przez zastawkę aortalną nie przekracza 1.7 m/s, natomiast u dzieci 1.8 m/s. Podczas zamykania się zastawki aortalnej powstaje wsteczny przepływ, który szacuje się, że nie przekracza 5% właściwego przepływu. W zastawce płucnej maksymalna prędkość nie przekracza wartości 0.9 m/s u dorosłych i 1 m/s u dzieci (Yoganathan i in. 2004). Zastawka aortalna otwiera się na początku skurczu komory w czasie 20 do 30 ms. Skurcz komory trwa około 300 ms i w tym

czasie krew przyspiesza, w fazie akceleracji trwającej około 100 ms, do maksymalnej prędkości, po czym następuje dwukrotnie dłuższa faza deceleracji.

W celu scharakteryzowania dynamiki przepływu i złożoności zjawisk zachodzących w zastawce mechanicznej poniżej przedstawiono opis przepływu na podstawie badań przeprowadzonych przez Dasi i in. (2007). Badaniom z użyciem pomiarów PIV poddano dwupłatkową zastawkę mechaniczną St. Jude Medical 23 mm Regent BMHV. Zastawka została umieszczona w pozycji aortalnej w symulatorze lewej komory serca z następującymi parametrami pracy: czas jednego cyklu pracy 860 ms, średni przepływ  $4.5 \text{ dm}^3/\text{min}$ , maksymalny przepływ  $25 \text{ dm}^3/\text{min}$ . Na rys. 1.10 przedstawiono krzywą przepływu zadanego u wlotu zastawki z oznaczonymi charakterystycznymi punktami pomiaru, natomiast na rys. 1.11 zamieszczono pola wektorów wirowości w chwilach czasowych odpowiadających punktom pomiarowym. W pierwszych dwóch kolumnach zamieszczono pola pochodzące z dwóch różnych realizacji, natomiast w ostatniej kolumnie uśrednione pole z 43 cykli wraz z wektorami prędkości w kilku przekrojach.



Rys. 1.10 Krzywa przepływu przez zastawkę mechaniczną wraz z zaznaczeniem punktów pomiaru pola prędkości (Dasi i in. 2007).

Przed skurczem (punkt S) w przepływie występują niewielkie, zanikające struktury wirowe będące pozostałością turbulencji z poprzedniego cyklu. Struktury te charakteryzują się dużą przypadkowością, co uwidacznia ich brak w polu uśrednionym. Napływający strumień w fazie skurczu (punkt O) szybko rozmywa pozostałości po poprzednim cyklu. W czasie przepływu listki zastawki dzielą strumień wejściowy na trzy odseparowane strumienie. W fazie akceleracji A1 powstałe w wyniku separacji strumieni zewnętrzne warstwy ścinające zawijają się w kierunku ścian aorty rozwijając się w zatokach Valsalvy w struktury podobne do wirów pierścieniowych (punkty A2 i A3). Wiry te w wyniku interakcji ze ścianą generują kolejne, wtórne wiry o przeciwnej wirowości, a nowo powstałe wiry generują następną.

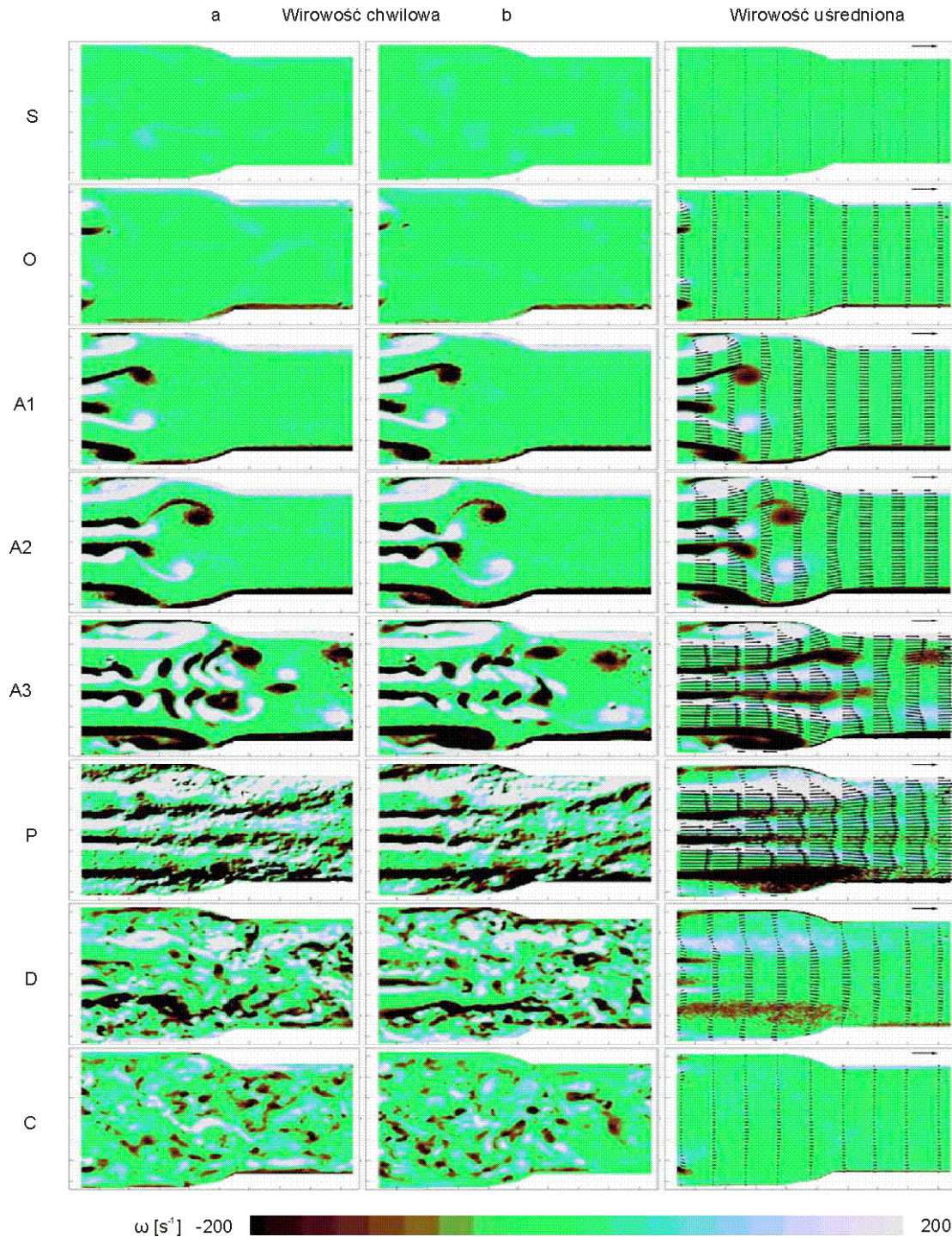
Szerzej mechanizm powstawania złożonych struktur wirowych w pobliżu ścian został omówiony m.in. w pracach Liu (2002) oraz Salsaca i in. (2006).

W części centralnej przepływu, pomiędzy płatkami i strukturami pierścieniowymi tworzy się ścieżka wirów von Karmana (punkt A2). Ge i in. (2008) określili na podstawie odległości od siebie rdzeni wirów oraz ich prędkości przemieszczania częstotliwość ścieżki wirów (wirów wielkoskalowych) równą około 118 Hz.

W fazie wczesnego skurczu (punkty O, A1, A2) przepływ jest dobrze zorganizowany i powtarzalny z cyklu na cykl, o czym świadczy bardzo duże podobieństwo pól wirowości chwilowych do pola uśrednionego. Wraz ze wzrostem prędkości struktury wirowe są coraz bardziej zniekształcane, przepływ staje się coraz bardziej złożony, ale w dalszym ciągu laminarny i zorganizowany. Przełom następuje w okolicach maksymalnej prędkości (punkt P), na początku fazy deceleracji, gdzie przepływ gwałtownie zmienia się w turbulentny. Powstałe w wyniku turbulencji chaotyczne wiry drobnoskalowe stopniowo zanikają w wyniku dyssypacji (punkty D, C), jednak ich pozostałości są obecne do momentu rozpoczęcia nowego cyklu.

Od połowy fazy akceleracji do końca cyklu pola chwilowych wektorów prędkości przepływu znacząco się od siebie różnią w kolejnych realizacjach. Zmiany te określone jako fluktuacje z cyklu na cykl zdaniem autorów eksperymentu (Dasi i in. 2007, Ge i in. 2008) wynikają m.in. ze zmienności z cyklu na cykl kinematyki płatków zastawki, pozostałych po cyklu losowo rozmieszczonych struktur wirowych oraz chaotycznej natury odrywających się od płatków wirów. Ge i in. (2008) podkreślają, że fluktuacje z cyklu na cykl sprawiają, iż wyznaczone z wykorzystaniem pomiarów fazowych naprężenia Reynoldsa nie są właściwe w określaniu sił niszczących elementy morfotyczne krwi i proponują zamiast tego używać naprężeń lepkich, wyznaczonych z odpowiednio dużą dokładnością przestrzenną. W pobliżu zawiasów zastawki mechanicznej w przepływie występują duże gradienty prędkości i tam najczęściej ulegają uszkodzeniom elementy morfotyczne krwi (Ellis i in. 2000, Leo i in. 2002, Simon i in. 2007). Leo i in. (2002) badając przepływ przez zastawkę CarboMedics 23 mm BMHV w okolicach zawiasów, z użyciem pomiarów 2D LDV, wyznaczyli maksymalną fazowo – uśrednioną prędkość z prądem równą 1 m/s oraz przy przepływie wstecznym prędkość 3.17 m/s, której odpowiadają turbulentne naprężenia ścinające równe 564 N/m<sup>2</sup>. Naprężenia turbulentne działają niszcząco na elementy morfotyczne krwi gdy wielkość najmniejszych wirów (wirów drobnoskalowych Kołmogorowa) jest mniejsza lub porównywalna z wielkością niszczonego elementu.

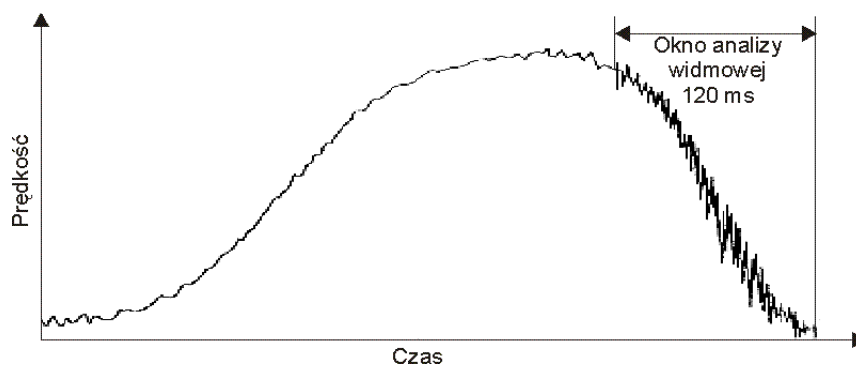




Rys. 1.11 Wirowości chwilowe i uśrednione oraz prędkości uśrednione w wybranych przekrojach, wyznaczone dla faz S, O, A1-A3, P, D i C. Wirowości chwilowe wyznaczone dla dwóch różnych realizacji, natomiast uśrednione uzyskano z wszystkich realizacji (Dasi i in. 2007).

Leo i in. (2002) określili wielkość wirów drobnoskalowych w pobliżu zawiasów mechanicznej zastawki dwupłatkowej na poziomie  $10 \mu\text{m}$ , a więc tego samego rzędu co trombocyty i erytrocyty. Na podstawie porównania wyników pomiaru wirów drobnoskalowych uzyskanych przez różnych badaczy dokonanego przez Ge i in. (2008)

można oszacować ich wielkość na poziomie około  $6\ \mu\text{m}$  przy przepływie wstecznym i około  $52\ \mu\text{m}$  przy przepływie z prądem.

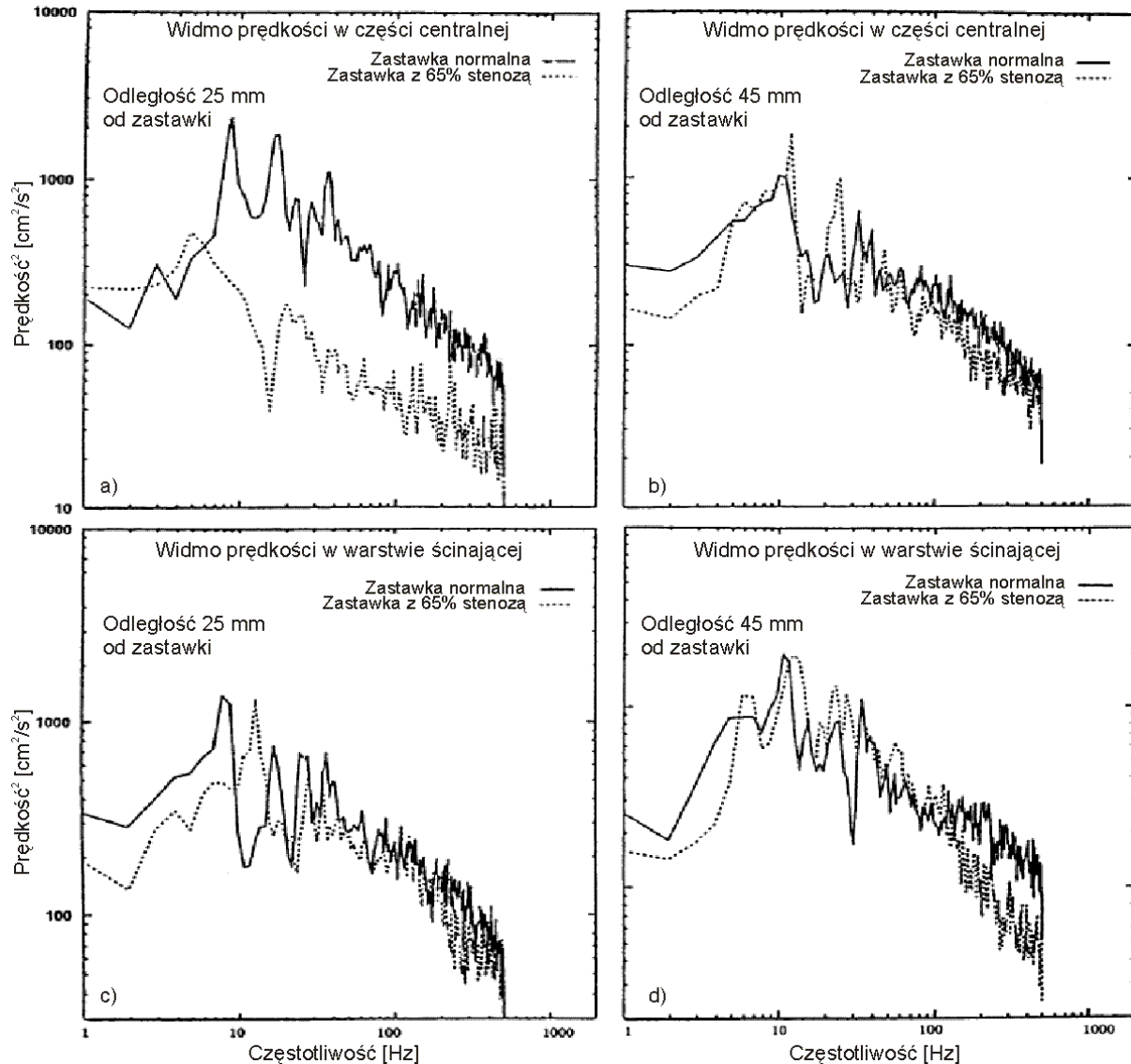


Rys. 1.12 Przykładowy przebieg prędkości chwilowej przepływu przez zastawkę wraz z zaznaczeniem okna analizy widma (opracowano na podst. (Leondes 2001)).

Bluestein i Einav (1993) zarejestrowali ciąg wartości chwilowych prędkości płynu w kilku punktach za zastawką, w wielu cyklach, oraz z tych danych wyznaczyli widmo energii turbulencji. Badaniom w symulatorze zostały poddane poliuretanowe zastawki trójpłatkowe: normalna oraz o znacznej stenozie (65%), pracujące w pozycji mitralnej i aortalnej. Pomiaru prędkości dokonano laserowym anemometrem dopplerowskim (LDV) w kilku odległościach od zastawki na linii centralnej przepływu oraz na linii w środku warstwy ścinającej. Na rys. 1.12 przedstawiono schematyczny rysunek jednej realizacji zarejestrowanych prędkości wraz z umiejscowieniem okna czasowego, z którego zostało wyznaczone widmo turbulencji. Widmo turbulencji zostało wyznaczone w czasie deceleracji - zamykania się zastawki. Rys 1.13 przedstawia uzyskane widma energii turbulencji w centrum (a, b) oraz w warstwie ścinającej (c, d) w odległości 25 mm oraz 45 mm od zastawki. Dwa największe maksima zaobserwowane na linii centralnej, zlokalizowane wokół częstotliwości 9 Hz i 18 Hz wynikają z geometrii zastawki i są generowane głównie poprzez odrywające się wiry von Karmana. Mniejsze wiry o częstotliwości podstawowej 18 Hz w procesie łączenia tworzą większe o częstotliwości charakterystycznej będącej subharmoniczną równą 9 Hz. Maksima o większych częstotliwościach 24 Hz, 28 Hz i 36 Hz są generowane przez drgające płatki zastawki. W warstwie ścinającej obserwuje się proces nieliniowej interakcji wirów, który generuje szereg maksimów w przedziale 22 – 48 Hz. Na rys. 1.13 linią kreskową przedstawiono widmo zastawki o znacznej stenozie, w którym obserwuje się na linii centralnej obniżenie częstotliwości charakterystycznych dla wirów von Karmana (5 – 10 Hz)



oraz wzrost częstotliwości drgania płatków. Wzrost częstotliwości wibracji płatków wynika ze zwiększenia przez stenozę ich masy a przez to wzrost ich bezwładności.



Rys. 1.13 Widma prędkości przepływu przez zastawkę w części centralnej (a, b) oraz w warstwie ścinającej (c, d) w dwóch odległościach od zastawki: 25 mm (a, c), 45 mm (b, d) dla zastawki normalnej oraz z 65% stenozą (Bluestein i Einav 1993).

Ge i in. (2008) porównując wielkości wirów drobnoskalowych w BMHV wyznaczone przez różnych badaczy, które były większe od wymiarów elementów morfotycznych krwi, przyjęli że głównym powodem niszczenia nie są fluktuacje wywołane turbulencjami, ale naprężenia ścinające wynikające z lepkości.

Przy wyborze metody pomiaru prędkości chwilowych należy oszacować poziom turbulentnych fluktuacji prędkości. W literaturze nie podaje się maksymalnych fluktuacji prędkości wywołanych turbulencjami, a tylko wartości uśrednionych naprężeń turbulentnych.

Poziom tych fluktuacji oszacowano na podstawie często podawanych w literaturze maksymalnych turbulentnych naprężeń ścinających (TSS). Przyjęto gęstość płynu równą  $1060 \text{ kg/m}^3$  oraz założono, że składowe wektora naprężeń ścinających są równe, oraz że turbulencja jest procesem o rozkładzie gaussowskim. Dla wyznaczonych przez Leo i in. (2002) maksymalnych turbulentnych naprężeń ścinających przy przepływie wstecznym równym  $564 \text{ N/m}^2$ , przy prędkości przepływu  $3.17 \text{ m/s}$  maksymalne fluktuacje prędkości wyniosły (na poziomie trzech odchyłeń standardowych)  $3.06 \text{ m/s}$  ( $\sigma = \sqrt{TSS/\rho}$ ).

## **1.8 Anemometria obrazowa w badaniach zastawek**

Przeglądając prace poświęcone wykorzystaniu anemometrii obrazowej w badaniach przepływu przez zastawki można wyróżnić kilka kierunków - przeprowadza się badania w przepływie ciągłym oraz pulsacyjnym, pola prędkości próbkuje się z dużą lub małą rozdzielczością czasową oraz z dużą lub małą rozdzielczością przestrzenną, dokonuje się pomiaru pól z wektorami o dwóch (2D PIV) lub trzech (3D PIV) składowych prędkości. Taki podział wynika z metodologicznych możliwości zbadania interesującego badacza problemu oraz z dostępnej aparatury i oprogramowania. Pomiary z dużą rozdzielczością czasową generują bardzo duże ilości danych, wymagają szybkich kamer oraz odpowiedniego sprzętu do gromadzenia i przetwarzania danych. Zazwyczaj w takich przypadkach uzyskuje się rozdzielczości przestrzenne niższe niż w przypadku wolnego próbkowania. Pomiary 3D wymagają znacznie bardziej złożonej aparatury oraz generują większe ilości danych.

Poniżej dokonano krótkiego przeglądu spotkanych w literaturze eksperymentów z pomiarem przepływu przez zastawki opartym na anemometrii obrazowej.

### **1.8.1 Badania z niewielką rozdzielczością czasową**

Prekursorami w zastosowaniu anemometrii obrazowej do pomiaru przepływu przez sztuczne zastawki byli Lim i in. (1994b, 1997, 1998, 2001). Badana zastawka została umieszczona w przezroczystym, odwzorowującym zatoki aorty profilu, wyfrezowanym maszyną CNC a następnie ręcznie polerowanym. Jako cząstki posiewu zastosowano polikrystaliczny proszek o średnicy ziaren  $30 \mu\text{m}$  i gęstości podobnej do gęstości płynu. Do oświetlenia zastosowano laser argonowy o mocy  $5 \text{ W}$ , którego strumień czoperowano mechanicznie z użyciem wirującej tarczy. Obraz z kamery rejestrowano z użyciem magnetowidu S-VHS z prędkością  $25 \text{ ramek/s}$ . Po wykonaniu eksperymentu poszczególne ramki obrazu pojedynczo wczytywano do komputera z użyciem karty przechwytyjącej obraz. Uzyskano obrazy cyfrowe o rozdzielczości  $512 \times 512 \text{ px}^2$  i dynamice  $256$  poziomów. Do przetwarzania i analizy

obrazu wykorzystano własne oprogramowanie, w którym wektory prędkości wyznaczono metodą śledzenia toru cząstki (ang. *particle tracking*) z użyciem algorytmu najbliższego sąsiada. W celu zwiększenia dynamiki mierzonych prędkości zastosowano metodę generacji trzech kolejnych impulsów świetlnych (dwa krótkie impulsy przypadające na jedną ramkę i jeden długi przypadający na drugą ramkę). Dokładność pomiaru prędkości oceniono na około 5%. Ze względu na zastosowaną metodę pomiarową oraz możliwości sprzętowe uzyskano, z niewielką liczbą wektorów prędkości, nierównomiernie spróbkowane pole, które następnie interpolowano do pola równomiernie spróbkowanego. Testom w przepływie stacjonarnym poddano świńską zastawkę biologiczną (Lim i in. 1997) oraz dwie zastawki dyskowe, zastawkę kulową i świńską zastawkę biologiczną (Lim i in. 1998). Na podstawie uzyskanych pól wektorów prędkości przeanalizowano przepływ przez poszczególne zastawki oraz wyznaczono pola naprężeń ścinających i normalnych Reynoldsa. Kilka lat później Lim i in. (2001) poddali testom w przepływie pulsacyjnym, odwzorowującym przepływ fizjologiczny, świńską zastawkę biologiczną. Elementy symulatora układu krążenia zostały wyprodukowane przez Vivitro Systems Incorporated (Victoria, Kanada). W pracy przeanalizowano przepływ przez zastawkę w różnych chwilach czasowych cyklu serca, wyznaczono w tych chwilach pola naprężeń ścinających i normalnych Reynoldsa. Przeanalizowano również w czasie akceleracji (100 ms po otwarciu zastawki) w 40 ms odcinku czasu poziom naprężeń ścinających jakich doświadczają erytrocyty w obszarze największych naprężeń ścinających. Analizy tej dokonano wybierając trajektorię ruchu cząstki na podstawie uśrednionego pola przepływu. W powyższych pracach przedstawiono również obrazy uzyskane w wizualizacji laserowej wykorzystywanej do jakościowej analizy przepływu, gdzie jako znaczniki wykorzystano cząstki aluminiowe o średnicy około 100  $\mu\text{m}$ .

Brücker i in. (2002) poddali testom w przepływie pulsacyjnym przezroczysty model aortalnej trójplatkowej zastawki mechanicznej. Badania zostały wykonane w celu optymalizacji nowotworzonej zastawki. Zastawka została umieszczona w przezroczystym modelu aorty z odwzorowanymi zatokami Valsalvy. Obraz do pomiarów pól prędkości rejestrowano z użyciem kamery o rozdzielczości  $1280 \times 1024 \text{ px}^2$  w 6 chwilach czasowych - fazach przypadających na jeden cykl pracy zastawki. Do określenia położenia płatków zastawki w czasie pomiaru użyto drugiej - szybkiej kamery o rozdzielczości  $512 \times 512 \text{ px}^2$  pracującej z szybkością 1000 ramek/s. Pola prędkości wyznaczano z użyciem korelacji adaptacyjnej o wielkości okna od  $64 \times 64 \text{ px}^2$  do  $32 \times 32 \text{ px}^2$ . Dla każdej fazy wyznaczono 50 pól prędkości pochodzących z kolejnych cykli. W pracy przedstawiono oraz omówiono

uśrednione pola wektorów prędkości i wirowości w dwóch przekrojach: wzdłuż przepływu - równoległe do ścian aorty oraz prostopadle do ścian. Wyznaczone pola prędkości charakteryzowały się rozdzielczością przestrzenną  $0.7 \times 0.7 \text{ mm}^2$ .

Również dwóch kamer o podobnych rozdzielczościach użyli Manning i in. (2003) dokonując pomiaru przepływu przez mechaniczną zastawkę dwupłatkową. Pola prędkości wyznaczono metodą korelacyjną z użyciem komercyjnego oprogramowania Insight-Ultra PIV (TSI Inc., USA) uzyskując rozdzielczość przestrzenną  $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ .

Oshkai i in. (2005) poddali testom w przepływie ciągłym dwupłatkową zastawkę mechaniczną rejestrując obrazy kamerą o rozdzielczości  $1376 \times 1040 \text{ px}^2$ . Zarejestrowano 300 obrazów w odstępach 0.204 s, z których wyznaczono metodą korelacyjną pola prędkości chwilowych i średnich, pola wirowości oraz pola naprężeń Reynoldsa. Uzyskano rozdzielczość 4 wektorów na  $1 \text{ mm}^2$ .

Dasi i in. (2007) oraz Ge i in. (2008) testom z użyciem anemometrii PIV poddali dwupłatkową mechaniczną zastawkę. Obrazy rejestrowano z użyciem kamery o rozdzielczości  $1600 \times 1200 \text{ px}^2$  a do przetwarzania oraz analizy obrazu wykorzystano oprogramowanie Davis 7.11 (Lavisision, Niemcy). Pole wektorów prędkości wyznaczano z użyciem algorytmu bazującego na adaptacyjnej korelacji z oknami o wielkości od  $64 \times 64 \text{ px}^2$  do  $8 \times 8 \text{ px}^2$  z nakładaniem okien równym 50%. Uzyskano pole wektorów prędkości o rozdzielczości przestrzennej  $135 \text{ }\mu\text{m}$ . W każdym cyklu pracy zastawki o długości 860 ms zarejestrowano 43 pary obrazów oddalone od siebie o 20 ms. Zarejestrowano obrazy z 250 cykli. Uzyskane pola wektorów prędkości poddano analizie wyznaczając m.in. pola wirowości, pola naprężeń lepkich, pola naprężeń turbulentnych. Szczegóły przeprowadzonych analiz zamieszczono w punkcie 1.7.

Li i in. (2010) badaniom poddali dwupłatkową mechaniczną zastawkę rejestrując obrazy z rozdzielczością  $1016 \times 1000 \text{ px}^2$ . Pola prędkości wyznaczono metodą korelacyjną z oknami wielkości  $32 \times 32 \text{ px}^2$ , co odpowiada rozdzielczości przestrzennej  $0.75 \times 0.75 \text{ mm}^2$ . Pomiarów dokonywano w kilku chwilach czasowych każdego cyklu pracy zastawki - fazach. Dla każdej fazy zarejestrowano 300 obrazów, gdzie każdy obraz pochodził z jednego cyklu. Z użyciem modeli LES (*Large Eddy Simulation*) i SGS (*Sub - Grid - Scale*) wyestymowano pola wielkości skal Kołmogorowa oraz pola turbulentnych lepkich naprężeń ścinających o dużej rozdzielczości z pól prędkości o niskiej rozdzielczości pochodzących z anemometrii PIV.

### **1.8.2 Badania z dużą rozdzielczością czasową**

Balducci i in. (2002, 2004) przeprowadzili z dużą rozdzielczością czasową badania, w przepływie pulsacyjnym, dwupłatkowej zastawki mechanicznej. Zarejestrowano z częstotliwością 1 kHz około 60000 ramek obrazu z około 90 cykli pracy zastawki. Do pomiarów użyto szybkiej kamery o niewielkiej rozdzielczości -  $320 \times 156 \text{ px}^2$ . Z uzyskanych metodą korelacyjną pól prędkości wyznaczono 800 uśrednionych pól reprezentujących poszczególne chwile czasowe (co 1 ms) cyklu pracy zastawki. Te pola pozwoliły na analizę ewolucji przepływu, obserwację powstawania i kształtowania się wirów w zatoce Valsalwy. Dla każdej chwili czasowej cyklu pracy zastawki wyznaczono pola naprężeń lepkich, naprężeń Reynoldsa oraz naprężeń całkowitych. Metodą śledzenia cząstek (PTV) wyznaczono trajektorie cząstek, co pozwoliło (znając z metody korelacyjnej naprężenia w poszczególnych punktach) na określenie stopnia niszczenia elementów krwi w czasie przepływu przez zastawkę.

Akutsu i Saito (2006) przeprowadzili badania czterech różnych mechanicznych zastawek dwupłatkowych w przepływie pulsacyjnym rejestrując obrazy kamerą o rozdzielczości  $1024 \times 1024 \text{ px}^2$  i szybkości 1000 ramek/s. Zarejestrowano obrazy z kilku cykli pracy zastawki (4 s - 4000 ramek), ponieważ na tyle pozwalała pamięć użytej kamery. Pola prędkości wyznaczono metodą korelacyjną. W analizie przepływu wykorzystano pola średnie (powstałe z uśredniania 20 kolejnych, sąsiednich ramek), względem których wyznaczono również pola naprężeń Reynoldsa.

Kaminsky (2007) oraz Kaminsky i in. (2008) badaniom w przepływie pulsacyjnym poddali dwupłatkową zastawkę mechaniczną rejestrując obrazy o rozdzielczości  $1024 \times 512 \text{ px}^2$  z bardzo dużą szybkością 3000 ramek/s (rozdzielczość czasowa 333  $\mu\text{s}$ ). W eksperymencie zarejestrowano obrazy z 1.3 cyklu pracy zastawki ze względu na ograniczoną ilość pamięci kamery. Pola prędkości wyznaczono, z użyciem komercyjnego oprogramowania, metodą korelacji adaptacyjnej uzyskując przy oknie  $16 \times 16 \text{ px}^2$  rozdzielczość przestrzenną  $0.6 \times 0.6 \text{ mm}^2$ .

### **1.8.3 Badania 3D**

Prekursorami w badaniach 3D przepływu przez zastawki, w wyniku których uzyskuje się pola z wektorami prędkości o trzech składowych byli Marassi i in. (2002, 2004). Badaniom poddano wołową zastawkę biologiczną. Obrazy rejestrowano z użyciem dwóch kamer stereoskopowo w konfiguracji Scheimpflug, z częstotliwością 8 ramek/s i rozdzielczością

1280×1024 px<sup>2</sup>. Zastawka została umieszczona w specjalnej trapezoidalnej przezroczystej komorze aby uniknąć zniekształceń geometrycznych. Pola wektorów prędkości wyznaczono z użyciem komercyjnego oprogramowania metodą korelacyjną.

Leo i in. (2006) badaniom w przepływie pulsacyjnym poddali trzy różne trójpłatkowe zastawki polimerowe. Obrazy rejestrowano stereoskopowo kamerami o rozdzielczości 1600×1200 px<sup>2</sup>. Jeden cykl pracy zastawki (860 ms) podzielono na 43 równe odstępy czasowe - fazy, rejestrując w każdej fazie 250 par obrazów. Pola prędkości wyznaczano w korelacji adaptacyjnej o wielkości okna od 64×64 px<sup>2</sup> do 16×16 px<sup>2</sup> uzyskując rozdzielczość pola wektorów prędkości 0.4×0.4 mm<sup>2</sup>. Analizie poddano pola fazowo uśrednionych prędkości oraz naprężeń Reynoldsa.

W późniejszych latach Kaminsky (2007) i Kaminsky i in. (2008) przeprowadzili pomiary w przepływie pulsacyjnym przez dwupłatkową zastawkę mechaniczną. Użyli dwóch kamer pracujących w konfiguracji stereoskopowej, rejestrujących obrazy z rozdzielczością 1376×1040 px<sup>2</sup> i szybkością 10 ramek/s. Do analizy obrazu wykorzystano komercyjne oprogramowanie VidPIV 46XP (ILA GmbH, Niemcy) bazujące na iteracyjnej korelacji z deformacją okna i subpikselowym przesunięciem. Pola prędkości wyznaczano z oknami o wielkościach od 64×64 px<sup>2</sup> do 32×32 px<sup>2</sup>. Do analizy pól zarejestrowano dla każdej fazy cyklu pracy zastawki 100 par obrazów, z których m.in. wyznaczono pola prędkości średnich. W kolejnym eksperymencie (Kaminsky 2007, Kaminsky i in. 2007) badaniom poddano dwie zastawki: jedną traktowaną jako zastawkę odniesienia - dwupłatkową zastawkę mechaniczną (ATS Medical, USA) oraz drugą - prototypową jednodyskową zastawkę mechaniczną zbudowaną na Politechnice Łódzkiej. Przeprowadzono pomiary stereoskopowe 3DPIV z szybkim próbkowaniem w czasie. Do rejestracji wykorzystano dwie szybkie kamery CMOS Photron APX-RS (Photron, USA) o rozdzielczości 1024×1024 px<sup>2</sup> i szybkości 3000 ramek/s. Każda z kamer miała wbudowaną pamięć na rejestrowane obrazy o wielkości 2.6 GB, co pozwoliło na zarejestrowanie przy częstotliwości próbkowania 3000 Hz obrazów z odcinka czasu 1.3 s. Do analizy tak jak poprzednio wykorzystano oprogramowanie VidPIV. W eksperymencie uzyskano pola wektorów prędkości o stosunkowo dużej rozdzielczości przestrzennej, o dużej rozdzielczości czasowej oraz o wektorach prędkości z trzema składowymi. W pracy wyznaczono pole różnic pomiędzy polem prędkości trójwymiarowych a polem prędkości dwuwymiarowych uzyskując w zatokach Valsalvy różnice długości wektorów prędkości dochodzące do 0.2 m/s przy maksymalnej prędkości 1.3 m/s.

Eksperyment pokazał, że trzecia składowa prędkości niesie znaczną część energii i wskazane jest analizowanie pól w trzech wymiarach.

Hutchison i in. (2011) wykonali pomiary przepływu przez dwupłatkową zastawkę mechaniczną w przepływie ciągłym. Obrazy rejestrowano stereoskopowo z użyciem kamer o rozdzielczości  $1008 \times 1018 \text{ px}^2$  i częstotliwości rejestracji 3 Hz. Pola prędkości wyznaczono z użyciem korelacji adaptacyjnej z oknami o wielkościach  $64 \times 64 \text{ px}^2$  i  $32 \times 32 \text{ px}^2$ . Analizie poddano pola prędkości średnich oraz pola naprężeń Reynoldsa.

#### **1.8.4 Aparatura badawcza**

W aparaturze badawczej wykorzystywanej w anemometrii obrazowej do badania przepływu przez zastawki można wyróżnić następujące bloki:

- układ hydrauliczny,
- generator płaszczyzny oświetlającej,
- układ rejestrujący obraz,
- synchronizator,
- jednostka przetwarzająca dane.

W badaniach stosuje się różne układy hydrauliczne: od prostych, dla przepływu ciągłego, zawierających pompę rotacyjną, komorę z zastawką i zawór (Oshkai i in. 2005) do bardzo złożonych odwzorowujących z dużą dokładnością przepływy rzeczywiste (Akutsu i Saito 2006, Balducci i in. 2004, Dasi i in. 2007, Li i in. 2010). Przykładem złożonego systemu może być układ (Li i in. 2010) zawierający sztuczne serce, mierniki przepływu i ciśnienia, zmienną rezystancję, podatność obwodową, rezystancję obwodową i charakterystyczną, komorę z badaną zastawką aortalną. W tym systemie sztuczne serce zostało zbudowane z worka, pompy tłokowej sterowanej numerycznie, sztucznej zastawki mitralnej oraz modelu lewego przedsionka.

Komorę zawierającą badaną zastawkę, w której rejestruje się przepływ musi być transparentna, najczęściej wykonuje się ją z przezroczystego tworzywa sztucznego, np. akrylu (PMMA - polimetakrylan metylu). Często zastawkę wbudowuje się w rurę lub profil odwzorowujący kształt anatomiczny, który następnie umieszcza się w komorze o kształcie prostopadłościanu (pomiar 2D) lub w komorze o przekroju trapezu (pomiar 3D) (Kaminsky 2007, Marassi i in. 2004). Komorę wypełnia się płynem w celu zminimalizowania zniekształceń geometrycznych. Balducci i in. (2002, 2004) wykonali profil aorty ze szkła dmuchanego, Akutsu i Saito (2006) z cienkiego poliuretanu, który umieścili w

prostopadłościenną komorze z plexiglasu, natomiast Brücker i in. (2002) wykonali profil aorty z plexiglasu.

Jako płyn roboczy - analog krwi najczęściej wykorzystuje się mieszaninę wody i gliceryny (63% i 37%) (Brücker i in. 2002) lub tylko wodę (Kaminsky 2007, Marassi i in. 2004, Oshkai i in. 2005). Do mieszaniny wody i gliceryny czasami dodaje się dodatkowe substancje (Li i in. 2010), np. sole zapewniające prawidłową pracę przepływomierza elektromagnetycznego (Balducci i in. 2004). Płyn roboczy wybiera się pod kątem uzyskania lepkości i gęstości zbliżonej do krwi oraz współczynnika załamania zbliżonego do współczynnika załamania materiału, z którego jest wykonana komora.

Aby możliwa była rejestracja obrazów do płynu roboczego wprowadza się cząstki posiewu, pełniące rolę znaczników, na których rozprasza się światło. Cząstki powinny być niewielkie, ich stężenie w płynie też powinno być niewielkie oraz gęstość powinna być zbliżona do gęstości płynu aby nie zmieniały przepływu, powinny dobrze rozpraszać lub odbijać światło. W eksperymentach jako cząstki posiewu wykorzystano bańki szklane o średniej średnicy 10  $\mu\text{m}$  (Marassi i in. 2004, Oshkai i in. 2005), bańki szklane pokryte srebrem (Hutchison i in. 2010, Manning i in. 2003) oraz polimerowe cząstki fluorescencyjne o średnicach 1 – 20  $\mu\text{m}$  (Dasi i in. 2007), 50  $\mu\text{m}$  (Kaminsky 2007).

We wszystkich omówionych wyżej eksperymentach do generacji płaszczyzny oświetlającej zastosowano lasery. Ze względu na krótkie czasy rejestracji obrazu oraz małe powierzchnie cząstek posiewu wymaga się laserów o dużej mocy (lasery ciągłe) lub o dużej energii impulsu (lasery impulsowe). W zależności od specyfiki pomiaru generuje się płaszczyzny o grubościach od 91  $\mu\text{m}$  (Li i in. 2010) do 1 mm (Hutchison i in. 2011) w przypadku pomiarów stereoskopowych. Płaszczyznę oświetlającą generowano w większości przypadków z użyciem soczewki cylindrycznej. Brücker i in. (2002) do generacji płaszczyzny użyli wirującego zwierciadła a do generacji impulsów świetlnych z lasera ciągłego modulatora Bragga. Jako lasery impulsowe wykorzystuje się lasery Nd:YAG lub Nd:YLF o energiach impulsu rzędu dziesiątek mJ i czasach trwania impulsów rzędu pojedynczych ns (Dasi i in. 2007, Hutchison i in. 2011, Kaminsky 2007). W eksperymentach z laserami ciągłymi użyto lasera argonowo - jonowego o mocy 8 W (Brücker i in. 2002) oraz lasera generującego podczerwień o mocy 12 W (Balducci i in. 2004).

Obrazy rejestrowano, w większości przypadków, z użyciem specjalnych przeznaczonych do anemometrii obrazowej kamer dwuekspozycyjnych. Kamery takie pozwalają na rejestrację dwóch kolejnych obrazów w bardzo krótkich odstępach czasu (rzędu kilku  $\mu\text{s}$ ) przy znacznie



dłuższych odstępach pomiędzy poszczególnymi parami obrazów (nawet rzędu setek ms). Kamery o niewielkiej szybkości rejestracji charakteryzują się rozdzielczością co najmniej  $1000 \times 1000 \text{ px}^2$  i dynamiką od 8 bitów (Li i in. 2010, Manning i in. 2003) do 10 bitów (Hutchison i in. 2011) lub 12 bitów (Dasi i in. 2007, Kaminsky 2007, Marassi i in. 2004). Szybkie kamery charakteryzują się zazwyczaj mniejszą rozdzielczością i dynamiką 8 bitów (Akutsu i Saito 2006), 10 bitów (Kaminsky 2007).

Zadaniem synchronizatora jest generacja impulsów wyzwalających kamery oraz generator płaszczyzny oświetlającej w odpowiednich chwilach czasowych, np. w kolejnych fazach cyklu pracy zastawki. Ze względu na specyfikę pomiarów od takich urządzeń oczekuje się dużych rozdzielczości czasowych (rzędu ns) i możliwości generacji w długim odcinku czasu. W niektórych, omówionych wyżej eksperymentach wykorzystywano komercyjne synchronizatory, m.in. ILA Synchronizer (ILA GmbH, Niemcy) (Kaminsky 2007, Kaminsky i in. 2008), LASERPULSE Synchronizer (TSI Inc., USA) (Li i in. 2010).

W większości eksperymentów do wyznaczenia pól prędkości wykorzystano oprogramowanie bazujące na korelacji iteracyjnej. Z oprogramowania komercyjnego pracującego na komputerze PC zastosowano Davis (Lavisision, Niemcy) (Dasi i in. 2007), Insight (TSI Inc., USA) (Akutsu i Saito 2006, Li i in. 2010, Manning i in. 2003) oraz VidPIV (ILA GmbH, Niemcy) (Kaminsky 2007). Marassi i in. (2004) do pomiarów wykorzystali system FlowMap 2100 (Dantec Dynamics, Dania) zawierający układy akwizycji obrazu oraz układ przetwarzania ze sprzętowymi korelatorami obliczającymi korelację w metodzie PIV. Balducci i in. (2002, 2004) oprócz wyznaczenia pól prędkości metodą korelacyjną użyli również techniki śledzenia cząstek PTV. Śledzenie cząstek wykorzystano do określenia naprężeń działających na cząstkę w czasie przemieszczania się po wyznaczonej trajektorii, co jest szczególnie użyteczne w analizie przepływu przez zastawki i ocenie stopnia niszczenia elementów morfotycznych krwi. Techniki śledzenia cząstek użyli również Lim i in. (2001), jednak w eksperymencie uzyskano bardzo małą rozdzielczość przestrzenną ze względu na zastosowany do rejestracji sprzęt SVHS oraz prosty algorytm śledzenia cząstek.

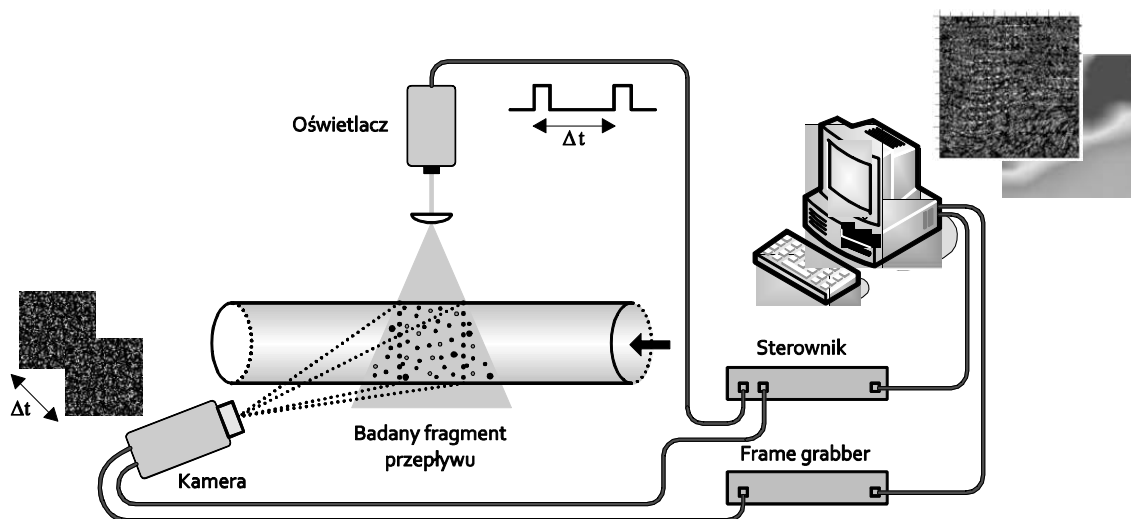


# 2

## Anemometria obrazowa

Anemometria obrazowa jest optyczną, nieinwazyjną techniką pomiaru pól prędkości przepływu. Pomiarowi podlega ruch zawieszonych w badanym medium cząstek rozpraszających światło. Pomiar jest na tyle dokładny na ile zawieszone cząstki posiewu dokładnie odwzorowują ruch otaczającego je płynu. Koncentracja cząstek posiewu w płynie musi być stosunkowo niewielka aby ośrodek był przezroczysty, oraz aby cząstki nie modyfikowały badanego pola.

Najważniejszą zaletą anemometrii obrazowej jest jej bezinwazyjność. Pomiar jest bezkontaktowy - nie występuje problem zaburzania badanego pola przez czujnik. Użycie jako medium pomiarowego światła wymaga budowy specjalnych, przezroczystych modeli badanych układów oraz użycia przezroczystego płynu uniemożliwiając w większości przypadków użycie płynu rzeczywistego, tylko jego przezroczystego analogu. W ostatnich latach anemometria obrazowa została szeroko rozpowszechniona i stała się jedną z podstawowych metod badawczych w eksperymentalnej mechanice płynów. Anemometria obrazowa, określana w literaturze anglojęzycznej akronimem PIV (*Particle Image Velocimetry*) umożliwia wyznaczenie pola wektorów prędkości elementów płynu w wybranej, oświetlonej płaszczyźnie przepływu. Na rys. 2.1 został przedstawiony typowy układ pomiarowy wykorzystywany w anemometrii obrazowej.



Rys. 2.1 Układ pomiarowy stosowany w anemometrii obrazowej.

W metodach obrazowych rejestruje się za pomocą kamery (lub wielu kamer) światło rozproszone na cząstkach posiewu poruszających się wraz z elementami płynu w płaszczyźnie oświetlającej. Płaszczyznę oświetlającą tworzy najczęściej odpowiednio uformowana wiązka światła laserowego. Zarejestrowane obrazy są następnie przetwarzane i analizowane z użyciem specjalnego oprogramowania, w wyniku czego uzyskuje się pola wektorów prędkości. Rejestruje się co najmniej dwa obrazy w następujących po sobie, oddalonych o pewien znany odcinek czasu, chwilach czasowych. Określając na podstawie zarejestrowanych obrazów przesunięcie odpowiadających sobie obrazów cząstek oraz znając przesunięcie czasowe można bezpośrednio wyznaczyć prędkość.

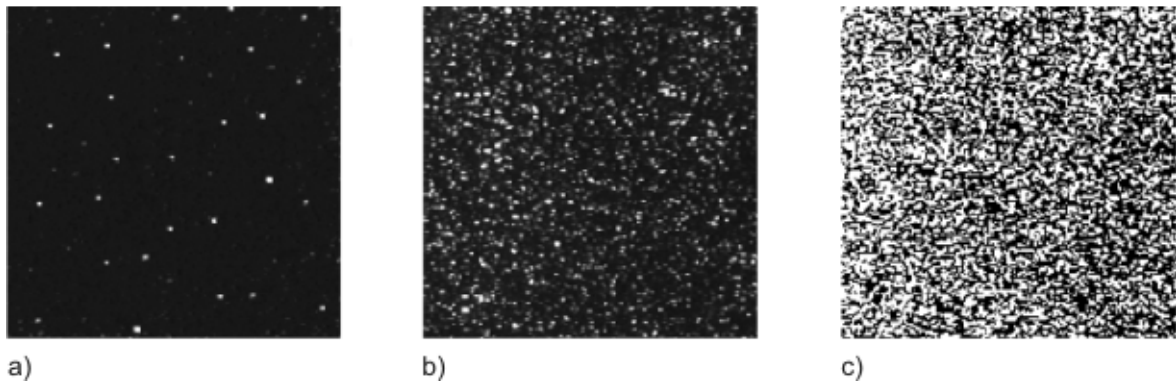
Anemometria obrazowa swe początki datuje na koniec lat 70-tych XX wieku (Adrian 2004). W pierwszych pracach wykorzystano światło koherentne oraz przepływ o dużej koncentracji cząstek posiewu i analizowano sfotografowany obraz interferencyjny. Gwałtowny rozwój nastąpił wraz z pojawieniem się możliwości cyfrowej rejestracji obrazu oraz jego komputerowego przetwarzania i analizy. Adrian w opracowaniu *Bibliography of Particle Velocimetry Using Imaging Methods: 1917-1995* (Adrian 2009) zebrał publikacje, jakie ukazały się do roku 1995, poświęcone anemometrii obrazowej. Od 1973 do 1995 roku liczba publikacji rosła eksponencjalnie i łączna ich liczba do 1995 roku sięga 1200 pozycji. Obecnie liczba publikacji poświęconych anemometrii obrazowej oraz jej zastosowaniom przekracza możliwości percepcji pojedynczej osoby (Drobniak i Kowalewski 2010).

W zależności od koncentracji cząstek posiewu w płynie, a w wyniku tego zawartości zarejestrowanych obrazów wyróżnia się trzy podstawowe metody (techniki) pomiaru

prędkości (Raffel i in. 2007). Na rys. 2.2 zostały przedstawione przykładowe obrazy odpowiadające różnym koncentracjom cząstek:

- a) niewielkiej – na obrazie widoczne są pojedyncze cząstki, co pozwala na śledzenie przemieszczenia każdej cząstki osobno, metoda ta jest określana akronimem PTV (*Particle Tracking Velocimetry*),
- b) średniej – koncentracja jest na tyle duża, że nie jest możliwa prosta wizualna identyfikacja przemieszczeń poszczególnych cząstek, w tej technice pomiarowej, określanej akronimem PIV (*Particle Image Velocimetry*) stosuje się najczęściej metody statystyczne,
- c) dużej – na obrazie nie jest możliwe odróżnienie pojedynczych cząstek, które w większości przypadków nakładają się na siebie, metoda ta jest określana akronimem LSV (*Laser Speckle Velocimetry*).

Często w literaturze anglojęzycznej wszystkie z powyższych metod określa się wspólnym akronimem PIV. Stosuje się również inne, mające to samo znaczenie określenia, np. *digital image velocimetry*, *double-pulsed velocimetry*, *particle imaging velocimetry*, *pulsed laser velocimetry*, *pulsed light velocimetry*, *particle image displacement velocimetry*, *whole field velocimetry*, *image processing velocimetry* (Westerweel 1993).



Rys. 2.2 Gęstości cząstek w obrazie odpowiadające różnym technikom analizy: a) mała (PTV), b) średnia (PIV), c) wysoka (LSV) (Raffel i in. 2007).

## 2.1 Układ optyczny

Badany przekrój przepływu jest oświetlony płaszczyzną o grubości  $\Delta Z_0$  (rys. 2.3). Założono, że intensywność płaszczyzny oświetlającej zmienia się tylko w osi  $Z$  i ma maksymalną wartość  $I_0$ . Światło rozproszone na cząstkach posiewu znajdujących się w oświetlonej objętości pada przez obiektyw na matrycę kamery, która w odległości  $z_0$  od obiektywu tworzy płaszczyznę obrazową. W tak przyjętym modelu założono, że rolę obiektywu pełni bezabberacyjna soczewka o ogniskowej  $f$  i aperturze numerycznej  $f^\#$  (Keane i Adrian 1991,

Westerweel 1997). Obraz powstały na matrycy kamery jest rzutem obrazów cząstek posiewu, znajdujących się w oświetlonej objętości, przy zachowaniu następujących zależności przestrzennych:

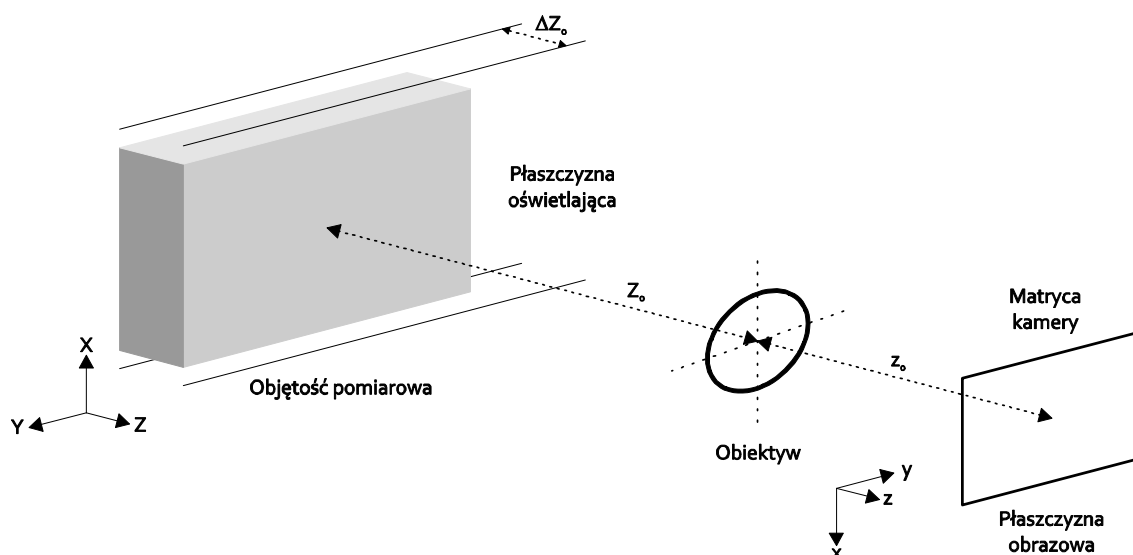
$$x = MX, y = MY, \quad (2.1)$$

gdzie  $M = \frac{z_0}{Z_0}$  jest powiększeniem optycznym obiektywu. Zależność pomiędzy  $z_0$  i  $Z_0$  określa równanie soczewki

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{z_0} + \frac{1}{Z_0}. \quad (2.2)$$

Obraz powstały w płaszczyźnie obrazowej jest ostry gdy obiekt znajduje się w zakresie odległości określonym głębią ostrości (Adrian 1997)

$$\delta Z = 4 \left(1 + \frac{1}{M}\right)^2 \frac{f^2 \lambda}{D}. \quad (2.3)$$



Rys. 2.3 Układ optyczny stosowany w anemometrii obrazowej (opracowano na podstawie Westrweel 1997).

## 2.2 Obraz cząstek posiewu

W idealnym przypadku cząstki posiewu mają zerową średnicę a powstały obraz w danej chwili czasowej jest zbiorem jasnych, również o zerowej średnicy punktów. Obraz tych punktów opisujący ich lokalizację, zrzutowany z objętości pomiarowej na płaszczyznę obrazową, można przedstawić następująco:

$$g(x, t) = \sum_{i=1}^N \delta(x - x_i(t)), \quad (2.4)$$

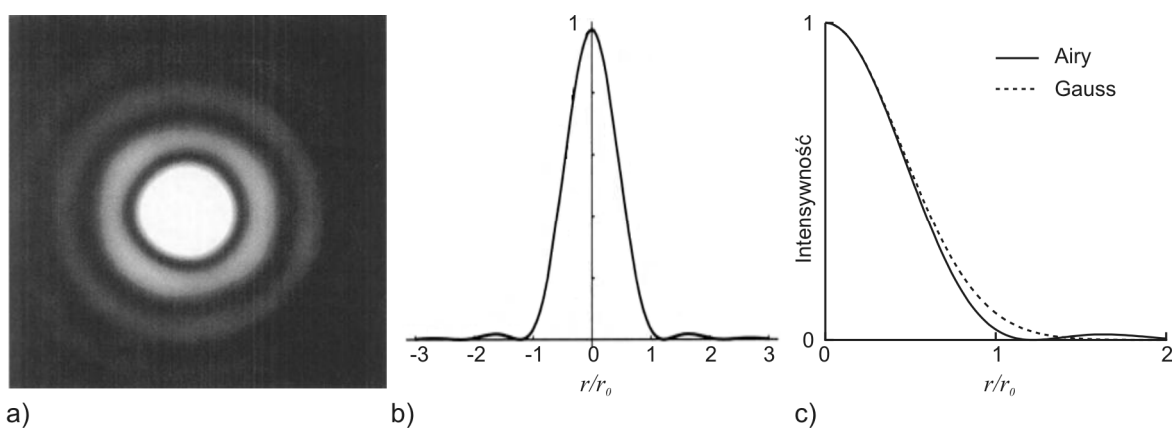
gdzie  $x_i(t)$  jest wektorem położenia  $i$ -tej cząstki posiewu w chwili czasowej  $t$ . Na matrycy kamery o skończonej rozdzielczości i idealnej optyce, charakteryzującej się powiększeniem optycznym  $M$ , każda cząstka oświetla tylko jeden piksel matrycy. W rzeczywistym układzie obiektyw oprócz powiększenia znacząco zmienia uzyskiwany na matrycy obraz. Traktując układ optyczny jako liniowy i niezmienniczy względem położenia, o odpowiedzi  $h_t(x, y)$  na pojedynczą cząstkę, obraz wynikowy można przedstawić jako splot (Westerweel 1993)

$$I(x, y) = I_0 \iint h_t(a - x, b - y) g_0(a, b) da db, \quad (2.5)$$

gdzie  $g_0(x, y) = g((x, y), t_0)$  opisuje rozmieszczenie cząstek posiewu w chwili czasowej  $t_0$ . Rzeczywisty obiektyw charakteryzuje się skończoną aperturą kołową, na której powstaje dyfrakcja. Obrazem punktu za obiektywem, przy oświetleniu światłem koherentnym, jest plamka Airy'ego o intensywności opisanej równaniem (Westerweel 1993, Goodman 2005)

$$h_t(r) = \left(\frac{\pi D}{4r_0}\right)^2 \left(\frac{2J_1\left(\frac{\pi r}{r_0}\right)}{\frac{\pi r}{r_0}}\right)^2, \quad (2.6)$$

gdzie  $r_0 = \lambda z_0/D$ ,  $D$  jest średnicą apertury obiektywu,  $r$  promieniem w płaszczyźnie obrazowej. natomiast  $J_1(x)$  jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju i pierwszego rzędu. Obraz intensywności plamki Airy'ego oraz intensywność radialna zostały przedstawione na rys. 2.4a, b.



Rys. 2.4 Obraz intensywności plamki Airy'ego (a), profil intensywności radialnej (b) (Goodman 2005), profil intensywności radialnej wraz z aproksymującą go funkcją Gaussa (c) (Westerweel 1997).

Plamka składa się w środkowej części z dysku oraz otaczających go współśrodkowych pierścieni o spadającej intensywności, pomiędzy którymi występują minima funkcji. Pomiedzy dwoma największymi maksimami plamki (środek dysku i pierwszy pierścień) występuje ponad 57-krotna różnica intensywności, co w praktyce powoduje, że w obrazach

cząstek jest widoczny tylko dysk Airy’ego. Z tego względu oraz ze względu na złożoność funkcji Airy’ego w zastosowaniach anemometrii obrazowej obraz cząstki aproksymuje się krzywą Gaussa (Westerweel 1993). Na rys. 2.4c przedstawiono profil intensywności radialnej oraz aproksymującą go funkcji Gaussa. Aproksymująca funkcja Gaussa ma następującą postać (Westerweel 1993)

$$h_t(r) \approx \left(\frac{\pi D}{4r_0}\right)^2 \exp\left(-\left(\frac{\pi r}{2r_0}\right)^2\right) \approx \frac{\pi D^2}{4} G(r, \sigma_h), \quad (2.7)$$

gdzie  $\sigma_h = r_0\sqrt{2}/\pi$ . Pierwsze minimum funkcji (2.7) przypada dla  $r = 1.22r_0$  i tę też wartość przyjmuje się jako promień dysku Airy’ego oraz średnicę  $d_a = 2.44r_0$  obrazu cząstki w płaszczyźnie obrazowej dla cząstki o zerowej średnicy w płaszczyźnie pomiarowej. Rzeczywiste cząstki posiewu charakteryzują się niezerową średnicą  $d_p$  i wówczas obraz w płaszczyźnie obrazowej jest splotem obrazu cząstki docierającego do obiektywu oraz obrazu plamki Airy’ego. Dla niewielkich średnic cząstek średnicę  $d_t$  w płaszczyźnie obrazowej aproksymuje się równaniem (Tropea i in. 2007)

$$d_t \cong \sqrt{d_a^2 + M^2 d_p^2}, \quad (2.8)$$

gdzie średnicę dysku Airy’ego w danym układzie optycznym można wyznaczyć z zależności

$$d_a = 2.44(1 + M)f^\#\lambda. \quad (2.9)$$

Opisany powyżej model obrazu jest bardzo uproszczony, który aby wierniej odwzorowywał rzeczywiste przypadki należałoby rozbudować. W pracy zrezygnowano, ze względu na przejrzystość opisu oraz chęć przedstawienia podstawowych zjawisk zachodzących przy powstawaniu obrazu na matrycy kamery, z prezentacji bardziej szczegółowego modelu. Przy niejednorodnym oświetleniu, zależnym od osi  $Z$ , różne cząstki w zależności od składowej  $Z$ , generują obrazy o różnych maksymalnych intensywnościach. Również rzeczywiste cząstki charakteryzują się pewnym rozrzutem wielkości, który wymagałby modyfikacji odpowiedzi  $h_t(x, y)$  w zależności od cząstki.

Zawartość obrazu  $I(x, y)$  zależy od gęstości źródłowej  $N_S$  zdefiniowanej następująco (Keane i Adrian 1990, Westerweel 1993)

$$N_S = C \frac{\pi d_t^2}{4M^2} \Delta Z_0, \quad (2.10)$$

gdzie  $C$  jest liczbą cząstek posiewu przypadającą na jednostkę objętości,  $N_S$  jest liczbą cząstek znajdujących się w cylindrze o średnicy  $d_t/M$  i długości równej grubości płaszczyzny oświetlającej. Gdy  $N_S \ll 1$  średnia odległość pomiędzy cząstkami jest znacznie



większa od średnicy cząstki i obraz wyjściowy zawiera odseparowane obrazy pojedynczych cząstek, gdy  $N_s \gg 1$  obrazy cząstek nakładają się na siebie. Na rys. 2.2 przedstawiono przykładowe obrazy dla różnych gęstości cząstek. Operując na zarejestrowanych obrazach wygodnie jest posługiwać się gęstością cząstek w obrazie  $N_l$  definiowaną w literaturze jako liczba cząstek w bloku obrazu o określonej wielkości, np.  $32 \times 32 \text{ px}^2$  (Westerweel 1993) lub jako liczba cząstek przypadających na  $1 \text{ px}^2$  (Fincham i Spedding 1997). Jednostka px określa piksel obrazu.

### 2.3 Cyfrowa rejestracja obrazu

Obecnie w anemometrii obrazowej do rejestracji obrazu stosuje się kamery z przetwornikami CCD (*Charge Coupled Device*) oraz CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*). W początkowych latach rozwoju anemometrii obrazowej do rejestracji wykorzystywano wyłącznie kamery z matrycami CCD, jednak wraz z rozwojem technologii CMOS, a głównie wraz ze zmniejszeniem poziomu szumów oraz wzrostem rozdzielczości zaczęto wykorzystywać również przetworniki CMOS (Raffel i in. 2007).

Matryce CCD i CMOS są zbudowane z wielu regularnie rozłożonych elementów światłoczułych reprezentujących poszczególne piksele obrazu. Obraz wynikowy z takiej matrycy uzyskuje się poprzez odczytanie zgromadzonego w każdym elemencie matrycy ładunku oraz jego zamianę na postać cyfrową w przetworniku A/C. W idealnym przypadku wartość z każdego piksela reprezentująca ilość dostarczonego do niego światła powinna zależeć tylko od ilości wygenerowanych w jego obrębie elektronów. Jednak w rzeczywistości wartość ta jest obciążona pewnym błędem - szumem wynikającym z wielu zachodzących podczas generacji i przetwarzania sygnału zjawisk fizycznych. W zależności od technologii wykonania (CCD czy CMOS) stosuje się różne metody odczytu ładunku z poszczególnych pikseli ale składowe szumu wyjściowego są prawie identyczne (Reibel i in. 2003). Poszczególne piksele matrycy ze względu na proces technologiczny charakteryzują się niewielkim rozrzutem wydajności kwantowej oraz objętości gromadzącej ładunek, co objawia się na wyjściu niejednorodnością uzyskanych wartości przy równomiernym oświetleniu - tzw. szumem FPN (*Fixed Pattern Noise*) zależnym tylko od położenia piksela w matrycy (Healey i Kondepudy 1994). Ponieważ każdy piksel jest odczytywany indywidualnie oraz piksele są odseparowane od siebie można założyć, że wartości generowane przez poszczególne piksele są niezależne. Pominięto tutaj zjawisko przecieku ładunku do sąsiednich pikseli (ang. *blooming*) obserwowane w niektórych matrycach CCD przy przepełnieniu objętości

gromadzącej ładunek. Energia termiczna w każdym fotoelemencie generuje wolne elektrony, niezależne od fotoelektronów, objawiające się na wyjściu jako prąd ciemny. Liczba generowanych elektronów termicznych zależy od czasu całkowania matrycy (czasu ekspozycji) oraz od temperatury. Szum termiczny można znacząco obniżyć poprzez chłodzenie matrycy. W każdym pikselu powstaje również fotonowy szum śrutowy wynikający z kwantowej natury światła, którego pozbycie się jest niemożliwe. Pozostałe składowe szumu stanowią szum odczytu ładunku oraz konwersji na postać cyfrową (kwantyzacji). Na szum odczytu składa się szum związany z transferem ładunku (CCD), zerowaniem ładunku, wzmocnieniem. Struktura szumu na wyjściu kamery jest bardzo złożona i trudno określić jej rozkład, ponieważ poszczególne składowe charakteryzują się różnym rozkładem, np. termiczny i fotonowy szum śrutowy - rozkład Poissona, szum wzmocnienia - szum  $1/f$  i szum biały, szum kwantyzacji - rozkład jednorodny (Healey i Kondepudy 1994, Reibel i in. 2003). Szum pojedynczego piksela można rozpatrywać jako sumę składowej średniej zależnej głównie od prądu ciemnego i składowej fluktuacyjnej, w praktyce często modelowanej rozkładem Gaussa (Bovik 2000, Marxen i in. 2000, Liu i in. 2008). Na rys. 3.2 przedstawiono histogramy szumu obrazów tła zarejestrowanych monochromatyczną kamerą Basler A602f dla dwóch skrajnych wzmocnień kamery oraz różnych czasów ekspozycji. Z rysunków tych wynika, że rozkład szumu jest bardzo zbliżony do gaussowskiego i jego wartość średnia, reprezentowana głównie przez prąd ciemny, zależy od czasu ekspozycji. Odchylenie standardowe szumu rośnie wraz z czułością - wzmocnieniem kamery.

Do podstawowych parametrów kamer, mających znaczenie w anemometrii obrazowej, należą: rozdzielczość, czułość, dynamika, stosunek sygnał - szum, częstotliwość rejestracji kolejnych ramek, czas ekspozycji, liniowość, charakterystyka widmowa. Współczesne kamery charakteryzują się rozdzielczościami przekraczającymi  $1280 \times 1024 \text{ px}^2$ , dynamiką od 8 do 16 bitów i możliwością rejestracji kilku tysięcy ramek na sekundę. Do zastosowań w anemometrii obrazowej buduje się również specjalne dwuekspozycyjne kamery mogące zarejestrować dwa obrazy w bardzo krótkich odstępach czasu, np. pco.pixelfly usb piv (PCO AG, Niemcy) o dynamice 14 bitów i rozdzielczości  $1392 \times 1040 \text{ px}^2$  która rejestruje dwa obrazy w odstępie czasu  $1 \mu\text{s}$ .

Hain i in. (2007) przeprowadzili testy kilku szybkich, stosowanych w anemometrii obrazowej, kamer CCD oraz CMOS, z których wynika, że kamery CMOS charakteryzują się

dobrą jakością obrazu ale kamery z przetwornikami CCD wciąż jakością obrazu je przewyższają, i w aplikacjach wymagających dużej precyzji zalecają stosowanie kamer CCD.

## 2.4 Anemometria PIV

### 2.4.1 Korelacja dwuwymiarowa

W anemometrii PIV, ze względu na dużą koncentrację cząstek, do wyznaczenia wektorów przesunięć pomiędzy dwoma obrazami wykorzystuje się metody statystyczne. Obrazy dzieli się na mniejsze części - obszary przeszukiwań (ang. *interrogation regions*), pomiędzy którymi wyznacza się korelację wzajemną. Znajdując położenie maksimum korelacji można wyznaczyć średnie przemieszczenie elementów płynu w danym obszarze. Dwuwymiarową korelację wzajemną pomiędzy dwoma obszarami określa zależność (Westerweel 1993)

$$R(\mathbf{s}) = \int_A W_1(\mathbf{x})I_1(\mathbf{x})W_2(\mathbf{x} + \mathbf{s})I_2(\mathbf{x} + \mathbf{s})d\mathbf{x}, \quad (2.11)$$

gdzie  $W_1$  i  $W_2$  są oknami wycinającymi fragmenty obrazów  $I_1$  i  $I_2$ . Obrazy poddawane korelacji  $I_1$  oraz  $I_2$  można przedstawić jako sumę wartości średniej oraz fluktuacji wokół tej średniej

$$\begin{aligned} I_1(\mathbf{x}) &= \langle I_1 \rangle + I'_1(\mathbf{x}), \\ I_2(\mathbf{x}) &= \langle I_2 \rangle + I'_2(\mathbf{x}). \end{aligned} \quad (2.12)$$

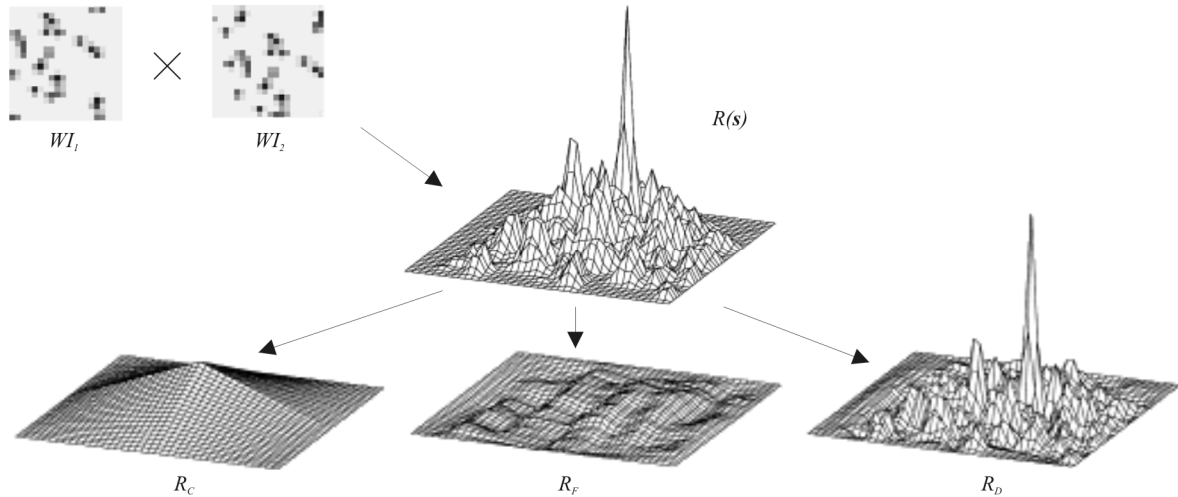
Wynik korelacji  $R(\mathbf{s})$  można przedstawić jako sumę (Tropea i in. 2007)

$$R(\mathbf{s}) = R_C(\mathbf{s}) + R_F(\mathbf{s}) + R_D(\mathbf{s}) \quad (2.13)$$

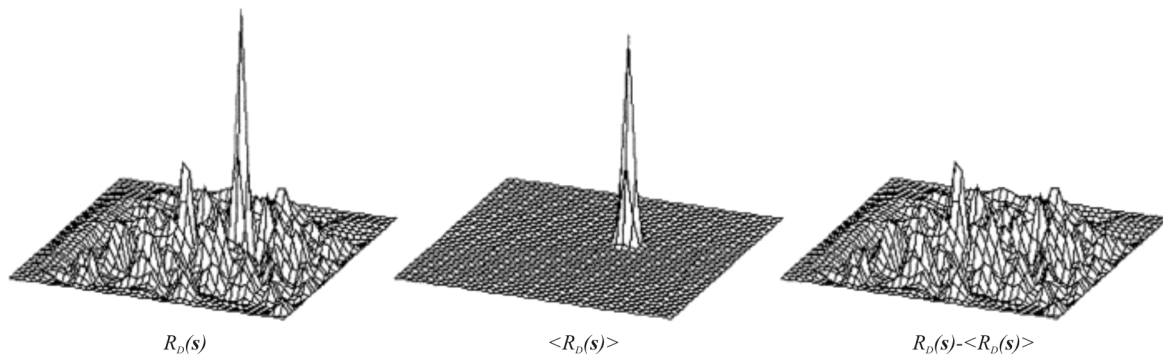
gdzie  $R_C$  jest korelacją przestrzenną średnich intensywności  $\langle I_1 \rangle$  i  $\langle I_2 \rangle$ ,  $R_F$  korelacją  $\langle I_1 \rangle$  i  $I'_2(\mathbf{x})$  i odwrotnie, natomiast  $R_D$  korelacją przestrzenną fluktuacji intensywności  $I'_1(\mathbf{x})$  i  $I'_2(\mathbf{x})$ . Przykładowy wynik korelacji przestrzennej wraz z powyższymi składowymi przedstawiono na rys. 2.5 (Tropea i in. 2007). Składowe  $R_C$  oraz  $R_F$  można wyeliminować poprzez odjęcie wartości średniej od korelowanych obszarów intensywności. Korelację  $R_D$  można rozłożyć na dwie składowe - średnią oraz fluktuację wokół średniej

$$R_D(\mathbf{s}) = \langle R_D(\mathbf{s}) | \mathbf{u} \rangle + R'_D(\mathbf{s}) \quad (2.14)$$

gdzie  $\langle R_D(\mathbf{s}) | \mathbf{u} \rangle$  reprezentuje pik korelacji odpowiadający przesunięciu, natomiast  $R'_D(\mathbf{s})$  losową część korelacji. Uśrednianie jest tutaj rozumiane jako po zbiorze wyników korelacji dla kolejnych realizacji przy danym polu prędkości  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ . Przykłady poszczególnych składowych  $R_D$  zostały przedstawione na rys. 2.6.



Rys. 2.5 Przykładowy wynik korelacji przestrzennej wraz z rozkładem na składowe  $R_C$ ,  $R_F$ ,  $R_D$  (opracowano na podstawie Tropea i in. 2007).



Rys. 2.6 Składowa  $R_D$  korelacji wraz z jej częścią uśrednioną oraz fluktuacyjną (Tropea i in. 2007).

Wektor przesunięcia jest wyznaczony prawidłowo, gdy maksimum  $\langle R_D(\mathbf{s}) | \mathbf{u} \rangle$  jest większe od maksimum  $R'_D(\mathbf{s})$ . Stosunek pomiędzy dwoma największymi maksimumami korelacji określa zdolność do prawidłowego wykrywania przesunięcia. Minimalna wartość tego stosunku jest nazywana progiem detekowalności określającym minimalny stosunek sygnału do szumu. Wartość maksimum  $\langle R_D(\mathbf{s}) | \mathbf{u} \rangle$  jest proporcjonalna do gęstości cząstek w obrazie oraz zależna od przemieszczania się cząstek poza płaszczyznę pomiarową (w osi  $z$ ) oraz w płaszczyźnie pomiarowej. Przy przemieszczaniu się poza płaszczyznę część cząstek może zniknąć lub mogą pojawić się nowe w obszarze poszukiwań ze względu na niewielką grubość płaszczyzny oświetlającej oraz trójwymiarowe pole prędkości. Przy założeniu, że obrazy cząstek są zbliżone do krzywej Gaussa również pik korelacji ma podobny kształt. Aby wynik korelacji odzwierciedlał rzeczywiste przemieszczenie wymaga się równomiernego rozkładu oraz odpowiednio dużej gęstości cząstek posiewu w płynie.

W wyniku analiz teoretycznych (Tropea i in. 2007, Westerweel 2000) oszacowano wielkość  $\langle R_D(\mathbf{s}) | \mathbf{u} \rangle$  następująco

$$\langle R_D(\mathbf{s}) | \mathbf{u} \rangle \sim N_I F_O(\Delta z) F_I(\mathbf{s}) F_\tau(\mathbf{s} - \mathbf{s}_D), \quad (2.15)$$

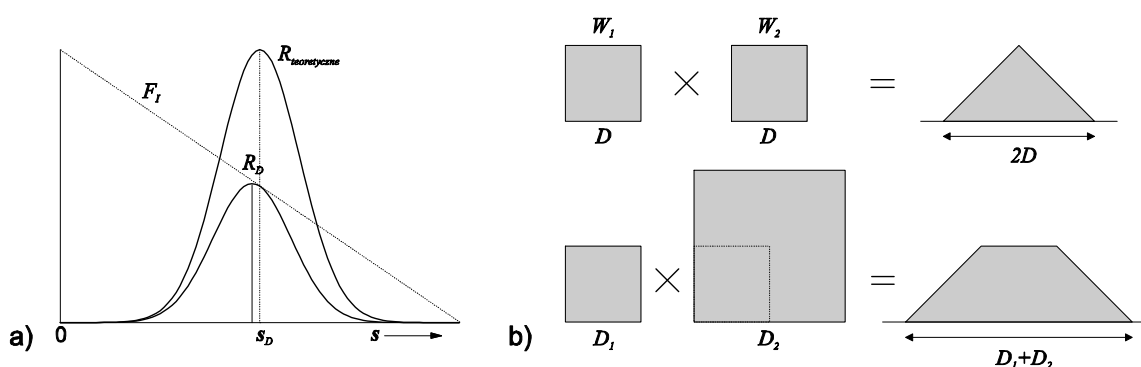
gdzie  $N_I$  jest gęstością cząstek w obrazie.  $F_I$  oraz  $F_O$  w literaturze poświęconej matematycznym podstawom anemometrii obrazowej jest nazywana utratą korelacji w płaszczyźnie pomiarowej i poza płaszczyznę (ang. *in-plane, out-of-plane loss of correlation*).  $F_\tau$  jest autokorelacją obrazu cząstki. Przy założeniu, że płaszczyzna pomiarowa w osi  $z$  charakteryzuje się profilem gaussowskim, oraz że okna poszukiwań są identyczne i jednorodne w obszarze  $D_I \times D_I$ ,  $F_O$  i  $F_I$  są określone następująco

$$F_O(\Delta z) = \exp\left(-8 \frac{\Delta z}{\Delta z_0}\right), \quad (2.16)$$

$$F_I(s_x, s_y) = \left(1 - \frac{|s_x|}{D_I}\right) \left(1 - \frac{|s_y|}{D_I}\right), \text{ dla } |s_x|, |s_y| < D_I. \quad (2.17)$$

Dla obrazu cząstki o profilu gaussowskim autokorelacja  $F_\tau(\mathbf{s})$  również ma kształt funkcji Gaussa o  $\sqrt{2}$  większej szerokości

$$F_\tau(s_x, s_y) = \exp\left(-4 \frac{s_x^2 + s_y^2}{d_\tau^2}\right). \quad (2.18)$$



Rys. 2.7 Obciążenie estymacji przemieszczenia związane z utratą korelacji  $F_I$  (a) oraz wpływ wielkości korelowanych fragmentów (okien) na wynik korelacji (b) (opracowano na podstawie Westerweel 1997).

Przy identycznej wielkości oknach  $W_1$  i  $W_2$  wartość  $F_I$  spada liniowo wraz z przemieszczeniem  $s$ , co powoduje analogiczny spadek maksimum korelacji w funkcji przemieszczenia. Ta modyfikacja korelacji wprowadza obciążenie estymowanego przemieszczenia w kierunku zerowego przemieszczenia, co zostało przedstawione na rys. 2.7. Przy oknie o wielkości  $32 \times 32 \text{ px}^2$  obciążenie to wprowadza błąd estymacji przemieszczenia około  $0.1 \text{ px}$  (Westerweel 1997). To obciążenie może być wyeliminowane poprzez podzielenie wyniku korelacji przez  $F_I$  (Westerweel 1993) lub poprzez zwiększenie rozmiaru okna  $W_2$  (rys. 2.7b), w wyniku czego, w rozpatrywanym obszarze przemieszczeń  $F_I$  jest równe 1 (Westerweel 1997). Jeszcze inną metodą eliminacji tego obciążenia jest

wieloetapowa korelacja z przemieszczaniem okna  $W_1$  w obrębie całego obrazu (Scarano i Riethmuller 1999).

### 2.4.2 Dyskretna korelacja dwuwymiarowa

Dla obrazów cyfrowych  $I_1$  i  $I_2$  korelacja dwuwymiarowa może być wyznaczana następująco (Tropea i in. 2007, Westerweel 1997)

$$\phi(m, n) = \sum_i \sum_j W_1(i, j) [I_1(i, j) - \bar{I}_1] * W_2(i + m, j + n) [I_2(i + m, j + n) - \bar{I}_2] \quad (2.19)$$

gdzie  $\bar{I}_1$  i  $\bar{I}_2$  są wartościami średnimi obrazów na obszarze objętym oknami  $W_1$  i  $W_2$ . W literaturze przedmiotu spotyka się wiele różnych modyfikacji powyższego równania oraz analiz ich wpływu na uzyskane pola wektorów prędkości. Korelacja może być obliczana bezpośrednio w dziedzinie przestrzeni lub pośrednio w dziedzinie częstotliwości z użyciem szybkiej transformacji Fouriera (FFT). Ze względu na znacznie mniejsze wymagania co do mocy obliczeniowej druga metoda była szczególnie popularna w początkowych latach rozwoju anemometrii PIV (Willert i Gharib 1991), wtedy też najczęściej używano okien jednorodnych o tej samej wielkości (o wartości 1 w obszarze  $N \times N$  px<sup>2</sup>) (Willert i Gharib 1991, Westerweel 1993, 1997). Okna o tej samej wielkości wprowadzały obciążenie przemieszczenia w kierunku małych wartości oraz zmniejszanie się stosunku sygnał/szum wraz ze wzrostem przemieszczenia. Willert i Gharib (1991) określili maksymalne, wyznaczone z niewielkim błędem, przemieszczenie równe  $N/3$ . Problem wzrostu błędu wraz z przemieszczeniem rozwiązano w późniejszych latach poprzez zwiększenie rozmiaru okna  $W_2$  (Westerweel 1997) lub poprzez przemieszczanie okna  $W_2$  po większym obszarze (Fincham i Spedding 1997). Funkcja korelacji wzajemnej określona równaniem (2.19) może dawać różne wartości korelacji przy tym samym podobieństwie korelowanych obrazów ze względu na zmienny poziom intensywności obrazów cząstek oraz zmieniający się podczas przesuwania okna  $W_2$  fragment obrazu. W celu uniezależnienia się od tych zmian stosuje się normalizację korelacji dla każdego przesunięcia  $(m, n)$  (Raffel i in. 2007, Pust 2000). Znormalizowaną korelację, przy założeniu że zastosowano okna jednostkowe, można wyrazić (Pust 2000):

$$\phi_n(m, n) = \frac{\sum_i \sum_j [I_1(i, j) - \bar{I}_1] * [I_2(i + m, j + n) - \bar{I}_2(m, n)]}{\sqrt{\sigma_{I_1}^2 * \sigma_{I_2}^2(m, n)}} \quad (2.20)$$

gdzie

$$\sigma_{I_1}^2 = \sum_i \sum_j [I_1(i, j) - \bar{I}_1]^2,$$

$$\sigma_{I_2}^2(m, n) = \sum_i \sum_j [I_2(i + m, j + n) - \bar{I}_2(m, n)]^2.$$

Pust (2000) wykazał, że przy obliczaniu bezpośredniej korelacji wzajemnej z normalizacją uzyskuje się znacznie mniejszą liczbę błędnych wektorów – 1.48% w stosunku do 4.23% bez normalizacji. Obliczenia zostały wykonane przy zastosowaniu okien o wielkości  $32 \times 32$  px<sup>2</sup> na obrazach zarejestrowanych przy stacjonarnym przepływie wody w kanale.

Korelację (2.19) realizowaną w dziedzinie częstotliwości, z wykorzystaniem szybkiej transformacji Fouriera (FFT), można wyznaczyć następująco

$$\phi_f = FFT^{-1}(FFT^*(I_1 - \bar{I}_1) * FFT(I_2 - \bar{I}_2)) \quad (2.21)$$

Ze względu na periodyczny charakter dyskretnej transformacji Fouriera uzyskany w ten sposób wynik nie jest tożsamy z równaniem (2.19). Równanie (2.21) realizuje korelację kołową, natomiast (2.19) korelację liniową. Dla obrazów równej wielkości o wymiarach  $N \times N$  w korelacji liniowej uzyskuje się wynik o wymiarach  $(2N - 1) \times (2N - 1)$ , natomiast w korelacji kołowej wynik o rozmiarach  $N \times N$ . Z użyciem transformacji Fouriera jest możliwe uzyskanie korelacji liniowej, ale wymaga to uzupełnienia obrazów zerami do rozmiarów  $2N \times 2N$ , co zwiększa ponad czterokrotnie liczbę obliczeń. Przy maksymalnych przemieszczeniach nie przekraczających  $N/4$  px, przy wyznaczaniu korelacji z użyciem FFT bez normalizacji i oknach równej wielkości dodatkowy szum korelacji wynikający z „zawinięcia” części obrazu jest niewielki i metoda ta może być z powodzeniem stosowana w praktyce (Westerweel 1993, 1997, McKenna i in. 2002). Błąd estymacji przemieszczenia przy takich warunkach staje się znaczący przy analizie obrazów wieloekspozycyjnych (Westerweel 1997). Realizacja korelacji z użyciem FFT umożliwia znaczne przyspieszenie obliczeń, ponieważ korelacja FFT charakteryzuje się złożonością  $O(N^2 \log N)$ , natomiast korelacja bezpośrednia złożonością  $O(N^4)$ . W pracy Ronnebergera i in. (1998) zostało przedstawione równanie umożliwiające wyznaczenie znormalizowanej korelacji z użyciem algorytmu FFT

$$\phi_{fn} = \frac{\mathbf{W}I_1 \otimes I_2 - \sum \mathbf{W}I_1 * \mathbf{W} \otimes I_2}{\sqrt{(\sum \mathbf{W}I_1^2 - (\sum \mathbf{W}I_1)^2) * (\mathbf{W} \otimes I_2^2 - (\mathbf{W} \otimes I_2)^2)}} \quad (2.22)$$

gdzie

$$(\mathbf{W}I)_{ij} = W_{ij} * I_{ij}$$

$$I_1 \otimes I_2 = FFT^{-1}(FFT^*(I_1) * FFT(I_2))$$

$$\sum W_{ij} = 1$$

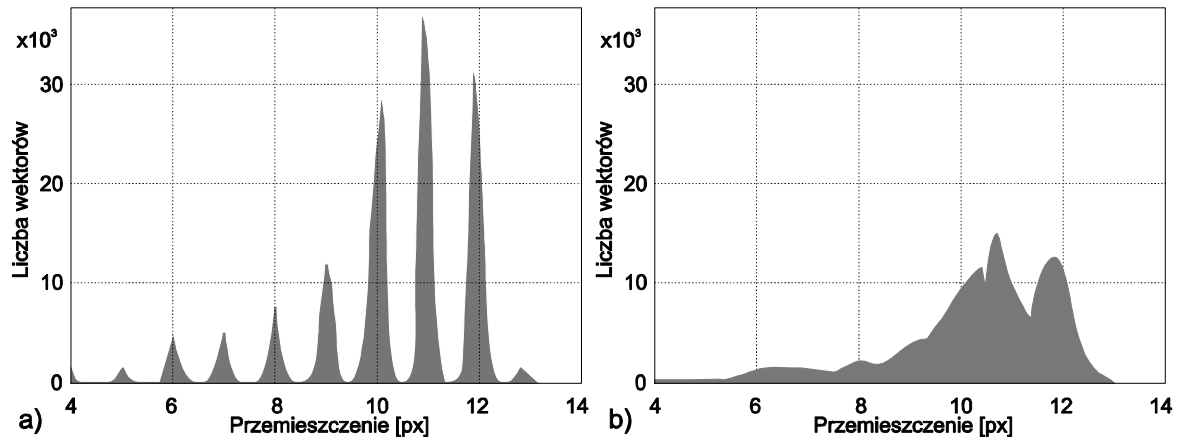
Obrazy  $I_1$  i  $I_2$  muszą mieć te same wymiary. Macierz  $W$  pełni rolę okna i wycina z obrazu  $I_1$  wyszukiwany w obrazie  $I_1$  fragment. Jest to metoda bardzo ogólna, która pozwala na wyszukiwanie dowolnych, nie tylko prostokątnych, określonych oknem  $W$  obszarów, zapewniając jednocześnie normalizację względem wyciętych oknem obszarów obrazów  $I_1$  oraz  $I_2$ .

### 2.4.3 Estymacja przemieszczenia. Dokładność

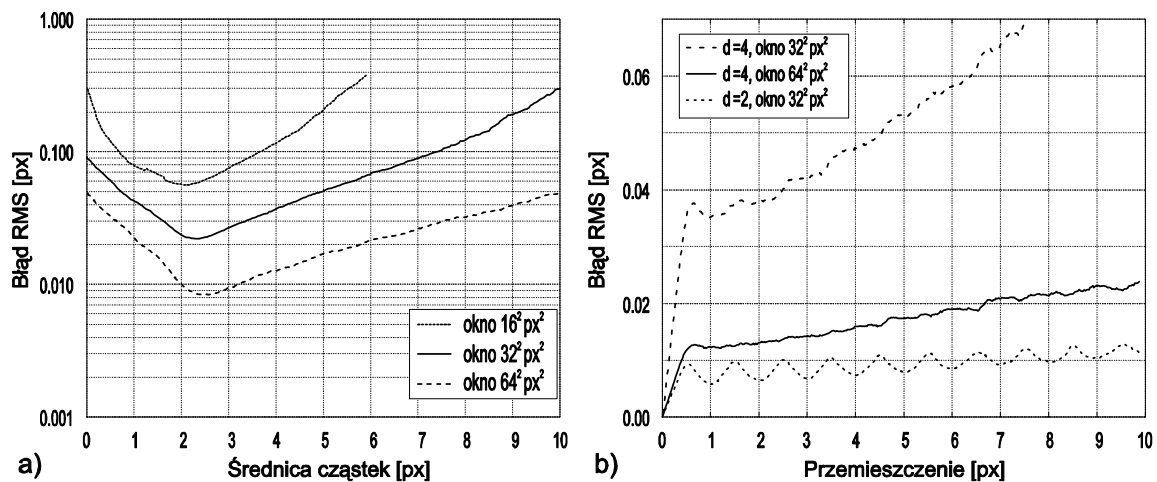
#### Estymator przemieszczenia

Jednym z ważnych czynników określających dokładność wyznaczonych wektorów przemieszczenia jest dokładność określenia położenia maksimum korelacji. W najprostszym przypadku, przy bezpośrednim określaniu położenia maksimum korelacji z dokładnością do wartości całkowitej, popełnia się błąd 0.5 px, co przy oknie wielkości  $32 \times 32$  px<sup>2</sup> i maksymalnym przemieszczeniu 1/4 okna daje błąd na poziomie 6%. Często taka dokładność jest niewystarczająca i konieczne jest zastosowanie estymatora umożliwiającego określenie położenia z dokładnością subpikselową. Aby wyznaczać położenie z dokładnością subpikselową konieczne jest aby pik korelacji miał szerokość większą od jednego piksela. W praktyce to kryterium jest zawsze spełnione, ponieważ autokorelacja obrazu cząstki o średnicy 1 px daje obraz o średnicy 2 px (dla funkcji ciągłych). W literaturze przedmiotu spotyka się wiele różnych metod dokładniejszego określania położenia, od najprostszych - środka masy, trójpunktowego dopasowania paraboli lub funkcji Gaussa (Westerweel 1993) po bardziej złożone, jak dopasowanie niewygładzanych lub wygładzanych funkcji sklepanych (Fincham i Spedding 1997), czy wielopunktowe dopasowywanie dwuwymiarowej funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów (Ronneberger i in. 1998, Tropea i in. 2007). W symulacjach, przy syntetycznie generowanych obrazach testowych, w niektórych przypadkach obserwuje się dążenie uzyskiwanych przemieszczeń do wartości całkowitych (rys. 2.8). Obciążenie to w literaturze przedmiotu jest nazywane efektem *peak* lub *pixel locking* (Westerweel 1993, 1997, Fincham i Spedding 1997, Raffel i in. 2007). Obciążenie wzrasta wraz ze zmniejszaniem się średnicy cząstki i jest zależne od typu stosowanego estymatora. Dokładniej wyjaśnieniem tego efektu zajął się Westerweel (1993) badając metody oparte na środku masy, trójpunktowym dopasowaniu paraboli oraz krzywej Gaussa uzyskując najmniejsze błędy dla dopasowania krzywej Gaussa.





Rys. 2.8 Histogramy wektorów przemieszczenia uzyskane dla przepływu turbulentnego, dla estymatora środka masy (a) i dopasowania funkcji Gaussa (b). W przypadku (a) wyraźnie widoczny jest efekt pixel locking (Tropea i in. 2007).



Rys. 2.9 Zależność błęd RMS od średnicy cząstek (a) i przemieszczenia (b) dla okien o różnej wielkości (Raffel i in. 2007).

Na rys. 2.9a przedstawiono zależność błęd RMS wyznaczanego przemieszczenia w symulacji Monte Carlo, w zależności od średnicy cząstek, dla różnych wielkości okien. Z zależności tej wynika, że istnieje dla trójpunktowego dopasowania funkcji Gaussa optymalna średnica cząstki  $d_\tau$  niewiele przekraczająca 2 px, przy której błąd estymacji jest najmniejszy. Na rys. 2.9b przedstawiono zależność błęd RMS w funkcji zadanego przemieszczenia, z której wynika, że powyżej przemieszczenia 0.5 px błąd estymacji jest prawie niezależny od przemieszczenia. Różni badacze, stosując odmienne dane symulacyjne oraz zmodyfikowane algorytmy uzyskują różne wyniki, np. (Westerweel i in. 1997) i (Raffel i in. 2007). Dla estymatora trójpunktowego Gaussa w klasycznej anemometrii PIV, przy odpowiednich warunkach, przyjmuje się, że błąd pomiaru nie przekracza 0.1 px. Estymator ten jest najczęściej stosowany w anemometrii PIV ze względu na prostotę oraz porównywalne, przy

niewielkich średnicach cząstek, z bardziej złożonymi metodami dokładności (Tropea i in. 2007). Z rys. 2.9b wynika, że małe błędy uzyskuje się dla przemieszczeń mniejszych niż 0.5 px, co jest wykorzystywane w metodach wieloetapowych, gdzie w pierwszym etapie wyznacza się zgrubnie przemieszczenie, natomiast w kolejnym, przemieszczając okno do wcześniej wyznaczonego położenia, uzyskuje się przemieszczenie ułamkowe z większą dokładnością (Westerweel i in. 1997, Fincham i Spedding 1997). Innymi metodami poprawy dokładności są: dobór estymatora w zależności od średnicy cząstek, wcześniejsza interpolacja obrazu lub wcześniejsze wstępne przetwarzanie obrazu, np. korekcja zmiennego tła (Raffel i in. 2007).

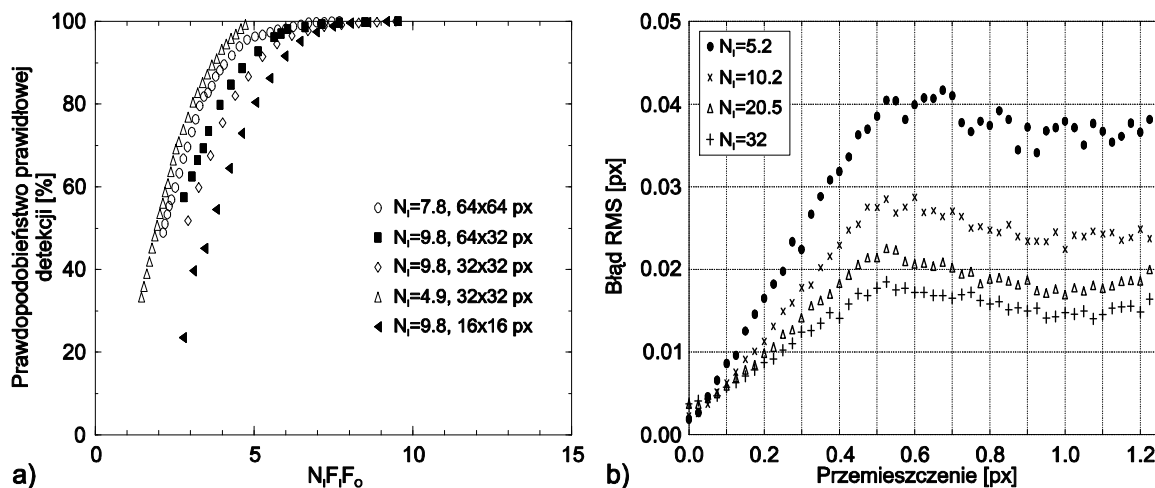
### **Wpływ gęstości cząstek w obrazie**

Innym parametrem wpływającym na dokładność estymacji jest gęstość cząstek w obrazie lub badany przez Keane i Adriana (1992) iloczyn  $N_I F_I F_O$ , nazywany średnią efektywną liczbą cząstek w bloku, określający liczbę cząstek znajdujących się w bloku o określonej wielkości, uwzględniający utratę cząstek związaną z przemieszczaniem. Na rys. 2.10a przedstawiono wyniki symulacji Monte Carlo, w której badano prawdopodobieństwo prawidłowej detekcji wektorów przemieszczenia w funkcji efektywnej liczby cząstek dla różnych gęstości  $N_I$  i okien o wielkościach  $16 \times 16$ ,  $32 \times 32$ ,  $64 \times 64$  px<sup>2</sup> (Raffel i in. 2007). Z powyższej zależności szacuje się, że przy efektywnej gęstości  $N_I F_I F_O > 5$  ponad 95% wyznaczonych wektorów przemieszczenia jest prawidłowych i przez wielu badaczy ta wartość gęstości jest traktowana jako minimalna, zapewniająca prawidłowy pomiar. Na rys. 2.10b przedstawiono zależność błędu RMS estymowanego przemieszczenia od zadanego przemieszczenia dla różnych gęstości  $N_I$  (Raffel i in. 2007). Podsumowując, odpowiednio duża gęstość cząstek w korelowanych blokach obrazu zapewnia wysoką detekowalność oraz mały błąd RMS wyznaczanych wektorów przemieszczenia.

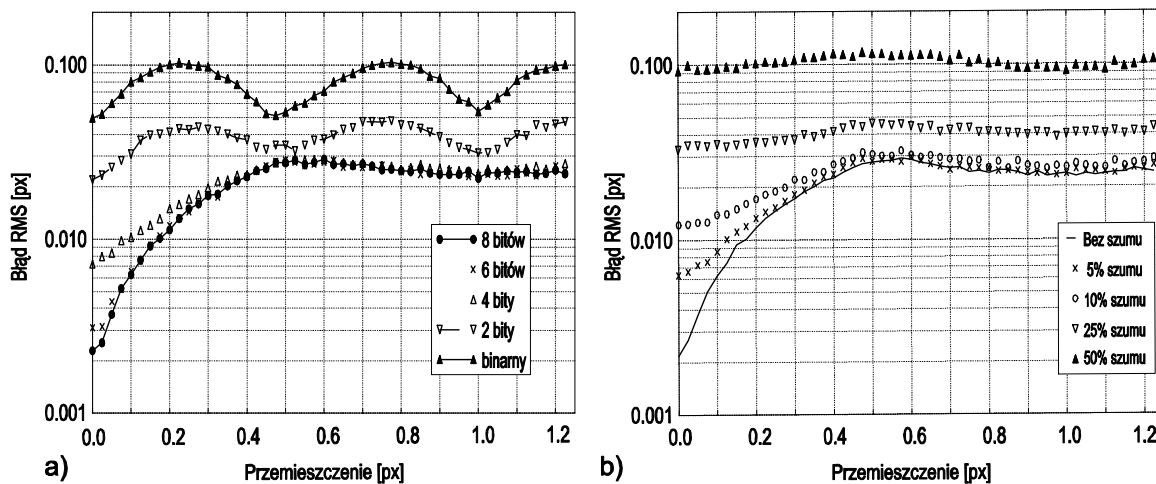
### **Wpływ dynamiki obrazu oraz poziomu szumu**

W anemometrii PIV opartej na korelacji wykorzystującej algorytm FFT liczba poziomów kwantowania ma niewielki wpływ na uzyskiwane dokładności, ponieważ szum wnoszony przez transformację Fouriera jest dominujący. Zmiana dynamiki z 8 bitów na 4 bity praktycznie nie ma wpływu na zmianę błędu RMS (Raffel i in. 2007). Na rys. 2.11a przedstawiono zależność błędu RMS w funkcji zadanego przemieszczenia dla różnej liczby poziomów kwantowania. Ze względu na dominujący wpływ szumu z algorytmu FFT również niewielki wpływ na błąd RMS ma szum tła obecny w rzeczywistych obrazach. Na rys. 2.11b przedstawiono zależność błędu RMS od zadanego przemieszczenia dla różnych

symulowanych poziomów szumu. W symulacji użyto szumu białego dodanego do każdego piksela, całkowicie nieskorelowanego z obrazem. Z zależności tej wynika, że szum nieprzekraczający 10% maksymalnej amplitudy piksela praktycznie nie wpływa na dokładność wyznaczanych wektorów przemieszczenia.



Rys. 2.10. Prawdopodobieństwo prawidłowej detekcji przemieszczenia w funkcji efektywnej gęstości cząstek w obrazie dla różnych gęstości cząstek w obrazie i różnej wielkości okien (a) oraz zależność błęd RMS od przemieszczenia dla różnych gęstości cząstek w obrazie. Parametry symulacji:  $d_\tau = 2.2$  px, okno  $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, obraz cząstek bez szumu i o 8 bitowej dynamice (Raffel i in. 2007).

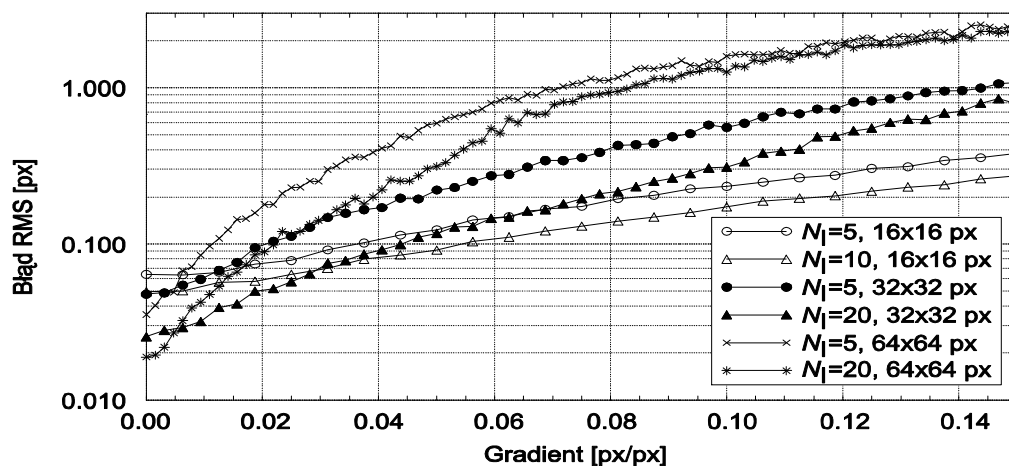


Rys. 2.51. Zależność błęd RMS od przemieszczenia dla różnej dynamiki obrazu (a), zależność błęd RMS od przesunięcia dla różnych poziomów szumu w obrazie (b). Parametry symulacji:  $d_\tau = 2.2$  px, okno  $32 \times 32$  px<sup>2</sup>,  $N_i = 10.2$  (Raffel i in. 2007).

### Wpływ gradientu przemieszczenia

W metodzie korelacyjnej do wyznaczenia jednego wektora przemieszczenia wybiera się pewne fragmenty następujących po sobie obrazów, w których, w przypadku występowania

gradientu przemieszczenia, przesunięcia odpowiadających sobie cząstek nie są stałą wartością tylko mieszczą się w pewnym zakresie. W wyniku tego gradient przemieszczenia powoduje poszerzenie maksimum korelacji oraz wzrost błędu RMS oraz w metodach wykorzystujących okna o tej samej wielkości bez przesunięcia wprowadza dodatkowe obciążenie w kierunku małych przemieszczeń. Na rys. 2.12 przedstawiono zależność błędu RMS w funkcji gradientu dla różnych gęstości cząstek  $N_I$  oraz okien różnej wielkości. Aby obniżyć błąd estymacji przemieszczenia należy używać do korelacji okien o jak najmniejszej wielkości.



Rys. 2.12. Zależność błędów RMS od gradientu przemieszczenia dla różnych gęstości obrazu i okien różnej wielkości. Parametry symulacji:  $d_\tau = 2.0$  px, dynamika 8 bitów, bez szumu (Raffel i in. 2007).

#### 2.4.4 Detekcja błędnych wektorów. Korekcja

W wyestymowanym polu wektorów przemieszczenia zdarza się, że pojawią się wektory błędne, które mogą wystąpić np. w obszarach o zbyt małej gęstości cząstek, zbyt dużych prędkościach, czy dużych gradientach prędkości. Wektory błędne fałszują pola odzwierciedlające rzeczywiste przepływy i należy je usunąć a w miejsce usuniętych można wstawić nowe wektory uzyskane z interpolacji. Powszechnie stosowanym testem do detekcji błędnych wektorów jest test medianowy (Raffel i in. 2007, Tropea i in. 2007), którego skuteczność została przeanalizowana w pracy Westerweela (1994). W teście tym wektor traktuje się jako błędny gdy moduł różnicy wektora testowanego i wektora medianowego z wektorów otoczenia przekracza pewną przyjętą wartość progową. Wartość ta jest specyficzna dla danego przepływu i może być ustalana np. na podstawie histogramu modułów różnic dla uzyskanego pola wektorów przemieszczenia. W późniejszej pracy Westerweel i Scarano (2005) zaproponowali zmodyfikowany test medianowy, w którym moduł powyższej różnicy normują do mediany z modułów różnic wektora medianowego i pozostałych wektorów z otoczenia testowanego wektora. Jeżeli wartość unormowana przekroczy pewien ustalony próg

to wektor jest określany jako błędny. Z badań przeprowadzonych przez Westerweela i Scarano (2005), dotyczących zachowania się różnicy unormowanej dla różnych przepływów w szerokim zakresie liczb Reynoldsa wynika, że wielkość ta charakteryzuje się podobnym rozkładem we wszystkich rozważanych przepływach, co pozwala na ustalenie jednej, uniwersalnej, niezależnej od testowanego pola wartości progowej. Duncan i in. (2010) rozszerzyli test medianowy do detekcji błędnych wektorów rozmieszczonych w siatce nieregularnej poprzez normowanie względem odległości sąsiadów od wektora testowanego.

#### **2.4.5 Zaawansowane techniki oparte na korelacji**

Omówione powyżej zagadnienia dotyczą klasycznego algorytmu korelacyjnego. Na przestrzeni wielu lat rozwoju cyfrowej anemometrii obrazowej powstało i w dalszym ciągu powstaje wiele złożonych technik estymacji pól przemieszczeń, których podstawą jest korelacja. Wśród tych technik można wyróżnić (Topea i in. 2007):

- przesuwanie i subpikselowe przesuwanie okna,
- zagęszczanie siatki,
- iteracyjną deformację okna (obrazu),
- korelację wyższego rzędu.

We współczesnych metodach wiele z tych technik jest łączonych. W rozdziale 4 omówiono niektóre z nich oraz przedstawiono implementację autora niniejszej pracy wykorzystującą iteracyjne zagęszczanie siatki połączone z deformacją obrazu.

### **2.5 Metody estymacji prędkości bazujące na przepływie optycznym**

W metodach bazujących na przepływie optycznym (ang. *optical flow*) zakłada się niezmiennosc pewnych wielkości fotometrycznych w czasie. Niech  $I(x, y, t)$  będzie intensywnością piksela o współrzędnych  $(x, y)$  w zarejestrowanym w chwili czasowej  $t$  obrazie. Piksel ten odwzorowuje położenie pewnego elementu płynu w chwili rejestracji obrazu. Po pewnym czasie  $\Delta t$  w przepływie element płynu przemieści się, co znajdzie odzwierciedlenie w zarejestrowanym kolejnym obrazie. Jeżeli element płynu porusza się w płaszczyźnie obrazowej z prędkością  $(u, v)$  to intensywność odpowiadającego mu piksela w zarejestrowanym w chwili czasowej  $t + \Delta t$  obrazie będzie równa  $I(x + u\Delta t, y + v\Delta t, t + \Delta t)$ . Tę niezmiennosc intensywności w przedziale czasowym  $\Delta t$  można opisać równaniem (Ruhnau i in. 2005)

$$I(x + u\Delta t, y + v\Delta t, t + \Delta t) = I(x, y, t). \quad (2.23)$$

Równanie (2.23) jest spełnione w rzeczywistych warunkach, w anemometrii obrazowej, jeżeli przemieszczający się element płynu porusza się w płaszczyźnie oświetlanej, której natężenie nie zmienia się na przebytej drodze.

Jeżeli odstęp czasu  $\Delta t$  pomiędzy zarejestrowanymi obrazami są bardzo małe równanie (2.23) z użyciem rozwinięcia Taylora pierwszego rzędu można przedstawić w postaci (Heitz i in. 2010, Ruhnau i in. 2005)

$$\nabla I \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} + \frac{\partial I}{\partial t} \approx 0. \quad (2.24)$$

Postać różniczkowa (2.24) równania niezmienności intensywności jest w literaturze nazywana równaniem OFC (*Optic Flow Constraint*) (Weickert 2001).

W metodach opartych na przepływie optycznym przemieszczenia lub prędkości nie wyznacza się bezpośrednio z równań (2.23) lub (2.24) lecz minimalizuje się różnicę intensywności  $I(x + u\Delta t, y + v\Delta t, t + \Delta t) - I(x, y, t)$ . Często stosowanym podejściem jest minimalizacja funkcji prędkości lub przesunięcia będącej sumą kwadratów różnic intensywności. W zależności od obszaru objętego minimalizacją i uzyskiwanego pola prędkości (lub przemieszczeń) wyróżnia się metody lokalne i globalne. Heitz i in. (2010) dokonali przeglądu metod bazujących na przepływie optycznym wykorzystywanych w anemometrii obrazowej. Metody oparte na przepływie optycznym są obecnie obiektem badań i nie są jeszcze wykorzystywane w komercyjnym oprogramowaniu przeznaczonym dla anemometrii obrazowej.

### 2.5.1 Metody lokalne

W metodach lokalnych zakłada się niezmiennosc prędkości lub w przypadku modelu parametrycznego niezmiennosc parametrów przepływu w pewnym obszarze objętym minimalizacją. Cały obszar  $\mathbf{A}$  poddawany analizie dzieli się na szereg podobszarów  $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$  wycinanych oknem  $W(\mathbf{r} - \mathbf{x})$  ( $\mathbf{Q}(\mathbf{x}) = \{\mathbf{r} \in \mathbf{A} : W(\mathbf{r} - \mathbf{x}) > 0\}$ ), zlokalizowanych wokół współrzędnych  $\mathbf{x} = (x, y)$ , w których estymuje się parametry przepływu. Pole wektorów prędkości  $\mathbf{u}(\mathbf{x})$  estymowane w wyniku minimalizacji sumy kwadratów różnic intensywności opisuje zależność

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\mathbf{u}(\mathbf{x})} \sum_{\mathbf{r} \in \mathbf{Q}(\mathbf{x})} (I(\mathbf{r} + \mathbf{u}(\mathbf{x})\Delta t, t + \Delta t) - I(\mathbf{r}, t))^2. \quad (2.25)$$

Przy założeniu w równaniu (2.25) niezależności  $\sum_{\mathbf{r} \in \mathbf{Q}(\mathbf{x})} I(\mathbf{r} + \mathbf{u}(\mathbf{x})\Delta t, t + \Delta t)^2$  od położenia okna  $\mathbf{x}$  pole  $\mathbf{u}(\mathbf{x})$  maksymalizuje funkcję korelacji

$$\sum_{\mathbf{r} \in Q(\mathbf{x})} I(\mathbf{r} + \mathbf{u}(\mathbf{x})\Delta t, t + \Delta t)I(\mathbf{r}, t). \quad (2.26)$$

Minimalizacja różnicy kwadratów intensywności w zależności (2.25) jest nieliniowym zagadnieniem optymalizacyjnym znanym w widzeniu komputerowym (ang. *computer vision*) jako metoda Lucas - Kanade (Lucas i Kanade 1981, Baker i Matthews 2003). Przyjmując  $I_1(\mathbf{x}) = I(\mathbf{x}, t)$ ,  $I_2(\mathbf{x}) = I(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  oraz  $\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}(\mathbf{x}) * \Delta t$ ,  $I_1$  i  $I_2$  reprezentują intensywności kolejnych dwóch ramek obrazu zarejestrowanych w odstępie czasu równym  $\Delta t$ , natomiast  $\mathbf{s}(\mathbf{x})$  reprezentuje wektor przemieszczenia w punkcie  $\mathbf{x}$  wyrażony w px. Minimalizacji (2.25) dokonuje się najczęściej krokowo względem niewielkich przyrostów  $\Delta \mathbf{s}(\mathbf{x})$

$$\Delta \mathbf{s}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\Delta \mathbf{s}(\mathbf{x})} \sum_{\mathbf{r} \in Q(\mathbf{x})} (I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x}) + \Delta \mathbf{s}(\mathbf{x})) - I_1(\mathbf{r}))^2, \quad (2.27)$$

modyfikując w każdej iteracji pole przemieszczeń  $\mathbf{s}$

$$\mathbf{s} \leftarrow \mathbf{s} + \Delta \mathbf{s}. \quad (2.28)$$

Procedurę powtarza się tak długo, jak długo estymacja jest zbieżna oraz dopóki nie zostanie spełnione określone kryterium, np.  $\|\Delta \mathbf{s}\| < \varepsilon$ .

Bezpośrednie stosowanie wyrażenia (2.27) do wyznaczania pól prędkości jest trudne w implementacji, stąd wyrażenie to linearyzuje się z użyciem rozwinięcia Taylora do postaci:

$$\Delta \mathbf{s}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\Delta \mathbf{s}(\mathbf{x})} \sum_{\mathbf{r} \in Q(\mathbf{x})} \left( I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x})) + \left( \nabla I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x})) \right)^T \Delta \mathbf{s}(\mathbf{x}) - I_1(\mathbf{r}) \right)^2, \quad (2.29)$$

którego rozwiązaniem jest

$$\Delta \mathbf{s}(\mathbf{x}) = \mathbf{H}^{-1} \sum_{\mathbf{r} \in Q(\mathbf{x})} \left( \nabla I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x})) \right)^T \left( I_1(\mathbf{r}) - I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x})) \right), \quad (2.30)$$

gdzie

$$\mathbf{H} = \sum_{\mathbf{r} \in Q(\mathbf{x})} \left( \nabla I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x})) \right)^T \nabla I_2(\mathbf{r} + \mathbf{s}(\mathbf{x})). \quad (2.31)$$

Macierz  $\mathbf{H}$  jest aproksymacją hesjanu obrazu intensywności  $I_2$ , natomiast  $\nabla \mathbf{I} = \left( \frac{\partial I}{\partial x}, \frac{\partial I}{\partial y} \right)$ . Macierz  $\mathbf{H}$  jest źle uwarunkowana przy małych gradientach w obrazie (na obszarach jednorodnych) oraz w przypadku dużych obiektów poruszających się w jednym kierunku, co jest w literaturze określane problemem aperturowym (Heitz i in. 2010).

Zastosowanie w anemometrii obrazowej metod lokalnych bazujących na przepływie optycznym zostało omówione w rozdziale 4.

### 2.5.2 Metody globalne

W metodach globalnych pole wektorów prędkości  $\mathbf{u} = (u, v)^T$  traktuje się jako funkcję ogólną w odróżnieniu od metod lokalnych, gdzie pole to jest traktowane jako zbiór odrębnych wektorów o określonych położeniach. W celu wyznaczenia pola  $\mathbf{u}$  minimalizuje się funkcjonal (Heitz i in. 2010)

$$E(\mathbf{u}) = \int_{\mathbf{A}} \left\{ \left( \nabla \mathbf{I} \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial t} \right)^2 + \lambda E_{reg}(\mathbf{u}) \right\} dx \quad (2.32)$$

po całej powierzchni przepływu  $\mathbf{A}$ . Część  $E_{reg}$  jest członem regularyzacyjnym zapewniającym gładkość estymowanego pola. Użycie członu regularyzacyjnego jest konieczne, ponieważ problem (2.32) nie jest dobrze postawiony. Dowolne pole spełniające zależność  $\nabla \mathbf{I} \cdot \mathbf{u} = -\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial t}$  bez użycia regularyzacji minimalizowałoby funkcjonal.

W celu zwiększenia zakresu estymowanych prędkości minimalizację funkcjonala (2.32) przeprowadza się iteracyjnie na wielu poziomach rozdzielczości (Heitz i in. 2010).

#### Regularyzacja

W najprostszym przypadku rolę członu regularyzacyjnego może pełnić wyrażenie

$$E_{reg}(\mathbf{u}) = \|\nabla u\|^2 + \|\nabla v\|^2. \quad (2.33)$$

Regularyzator (2.33) został użyty po raz pierwszy przez Horna i Schuncka (1980) w estymacji wektorów przemieszczeń w widzeniu komputerowym, natomiast w anemometrii obrazowej został użyty m.in. przez Ruhnaua i in. (2005). W przepływach z dużymi gradientami przestrzennymi użycie regularyzatora (2.33) nie jest dobrym wyborem. Regularyzator z pochodnymi pierwszego rzędu w takim wypadku będzie wymagał niewielkich wartości parametru  $\lambda$  (równanie (2.32)), co zwiększy wrażliwość metody na szum, natomiast użycie dużych wartości  $\lambda$  spowoduje niedoszacowanie gradientów w estymowanym polu (Heitz i in. 2010). W takich sytuacjach lepszym rozwiązaniem jest użycie regularyzatorów wyższych rzędów. Corpetti i in. (2002) oraz Yuan i in (2007) użyli regularyzatora z pochodnymi drugiego rzędu

$$E_{reg}(\mathbf{u}) = \|\nabla \operatorname{div} \mathbf{u}\|^2 + \|\nabla \operatorname{curl} \mathbf{u}\|^2. \quad (2.34)$$

Regularyzatory (2.33, 2.34) nie mają związku z fizycznymi ograniczeniami w przepływie. Inne podejście do problemu regularyzacji zastosowali Ruhnau i Schnörr (2007), którzy



zastosowali regularyzację bazującą na równaniu Naviera - Stokesa wprowadzającą do estymacji ograniczenia fizyczne.

### **Metody dyskretyzacji**

Minimalizacja funkcjonału (2.32) z regularizatorem pierwszego rzędu (2.33) nie sprawia problemów z dyskretyzacją, gdzie stosuje się metodę różnic skończonych lub metodę elementów skończonych. Ruhnau i in. (2005) zastosowali w tym celu metodę elementów skończonych z siatką regularną o węzłach rozmieszczonych co 1 px. Dyskretyzacja zagadnień z regularizatorami wyższych rzędów jest złożonym zadaniem (Heitz i in. 2010). Yuan i in. (2007) w zagadnieniu wariacyjnym z regularyzacją (2.34) użyli mimetycznych różnic skończonych (*mimetic finite difference*).

## **2.6 Wymagania stawiane metodom obrazowym wykorzystywanym w pomiarach przepływu przez zastawki**

Z rozważań przeprowadzonych w rozdziale 1 wynika, że w celu przeprowadzenia pełnej analizy przepływu przez sztuczne zastawki użyta technika pomiarowa powinna spełniać następujące wymagania:

- rozdzielczość przestrzenna powinna być nie gorsza niż 3  $\mu\text{m}$  (dla najmniejszych skal wirów rzędu 6  $\mu\text{m}$ ), co przy szerokości przepływu 2 cm wymaga dynamiki przestrzennej 1/6700,
- rozdzielczość czasowa rzędu 1 - kilku ms (w przepływie obserwuje się struktury o zmienności rzędu setek Hz, np. wiry von Karmana w centralnej części przepływu (Ge i in. 2008)),
- możliwość rejestracji prędkości chwilowych od 0 m/s (obszary stagnacji, ściany naczyń) do około 6 m/s (prędkość średnia do 3 m/s i turbulentne fluktuacje prędkości dochodzące do 3 m/s),
- możliwość wyznaczania trzech składowych przestrzennych wektorów prędkości.

Wymagana rozdzielczość przestrzenna do przeprowadzenia pełnej analizy przepływu jest nieosiągalna we współczesnych obrazowych metodach pomiaru, przy założeniu, że rejestruje się pole w całym przekroju przepływu. Współczesne kamery charakteryzujące się rozdzielczościami rzędu 4000×4000 px<sup>2</sup> przy standardowym oknie analizy 32×32 px<sup>2</sup> w konwencjonalnej korelacyjnej metodzie PIV umożliwiają uzyskanie dynamiki przestrzennej w jednym z wymiarów 1/125. W metodach opartych na korelacji przestrzennej jeden wektor prędkości jest wyznaczany z co najmniej 4, 5 obrazów cząstek (Raffel i in. 2007), natomiast

w metodach bazujących na przepływie optycznym jest możliwe uzyskanie jednego wektora z jednego obrazu cząstki, co pozwala na co najmniej dwukrotne zwiększenie rozdzielczości.

# 3

## Wstępne przetwarzanie, identyfikacja cząstek, konwersja siatek

### 3.1 Wstępne przetwarzanie

#### 3.1.1 Szumy kamery

Obrazy z kamery uzyskane w rzeczywistych eksperymentach są zakłócone szumem. W wielu przypadkach, w celu właściwej analizy obrazu, wyboru odpowiedniego algorytmu, czy jego parametrów wymagana jest znajomość podstawowych parametrów szumowych użytej kamery. Aby uzyskać te parametry oraz dokładniej zapoznać się z charakterystyką szumową kamery przeprowadzono kilka testów.

Do testów wybrano kamerę Basler A602f (Basler AG, Niemcy), która została użyta w pomiarach opisanych w rozdz. 5. Jest to monochromatyczna kamera CMOS o rozdzielczości  $656 \times 491 \text{ px}^2$  i maksymalnej szybkości pracy, przy pełnej rozdzielczości, równej 100 ramek/s. Kamera z komputerem współpracuje poprzez interfejs IEEE1394 (FireWire). Kamera może pracować ze wzmocnieniem w zakresie od 1.0 do 4.0 ustalonym programowo z rozdzielczością 8 bitową, oraz z czasami akwizycji od  $20 \mu\text{s}$  do  $81.9 \text{ ms}$  ustalonymi z rozdzielczością  $20 \mu\text{s}$ . W celu wyznaczenia parametrów szumowych zarejestrowano dla każdego zestawu parametrów kamery sekwencję kolejnych 500 ramek przy całkowicie zaciemnionej matrycy. Z każdej sekwencji wyznaczono uśredniony obraz intensywności

$$\overline{I(x, y)} = \frac{1}{500} \sum_{n=1}^{500} I_n(x, y), \quad (3.1)$$

wartość średnią uśrednionego obrazu intensywności

$$\bar{I} = \frac{1}{656 * 491} \sum_{y=0}^{490} \sum_{x=0}^{655} \overline{I(x, y)}, \quad (3.2)$$

oraz odchylenie standardowe uśrednionego obrazu intensywności

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{1}{656 * 491} \sum_{y=0}^{490} \sum_{x=0}^{655} (\overline{I(x, y)} - \bar{I})^2}. \quad (3.3)$$

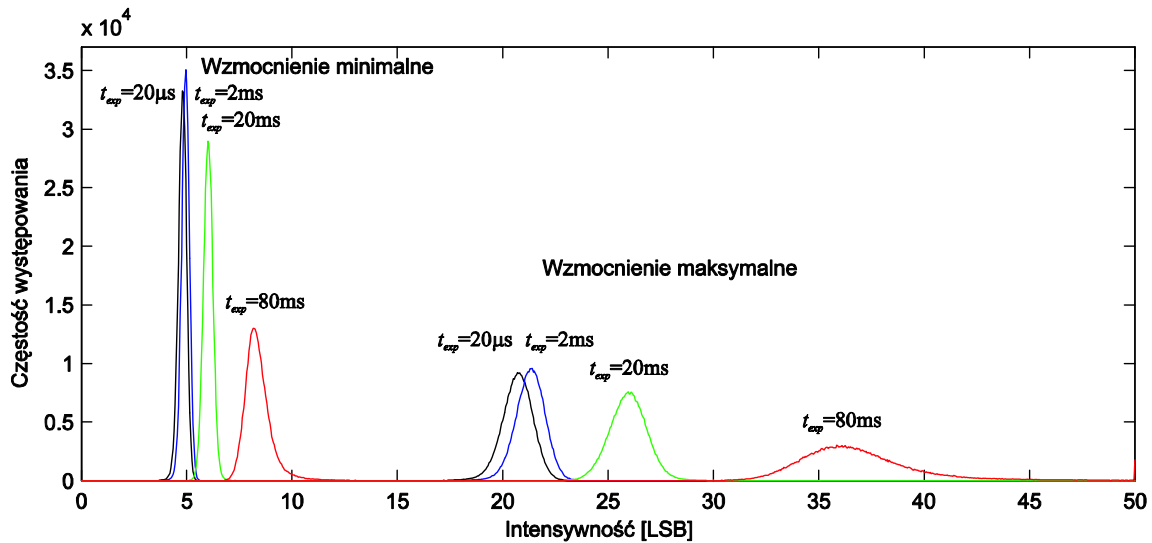
Względem uśrednionego obrazu intensywności wyznaczono również odchylenie standardowe wszystkich pikseli  $n$ -tej ramki obrazu

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{1}{656 * 491} \sum_{y=0}^{490} \sum_{x=0}^{655} (I_n(x, y) - \overline{I(x, y)})^2}. \quad (3.4)$$

Pomiary przeprowadzono dla czasów ekspozycji 20  $\mu$ s, 2 ms, 20 ms, 80 ms oraz wzmocnienia minimalnego i maksymalnego przy ustawionym poziomie czerni równym 740. Poziom czerni ustawiono tak aby wartość średnia czerni była niewielka i aby w histogramie obrazu był w pełni widoczny szum dla najmniejszego czasu ekspozycji i najmniejszego wzmocnienia. Dla każdego obrazu uśrednionego  $\overline{I(x, y)}$  wyznaczono rozkład intensywności wszystkich pikseli. Rozkłady intensywności dla wszystkich zarejestrowanych serii przedstawiono na rys. 3.1, a omówione wyżej parametry zamieszczono w tab. 3.1.

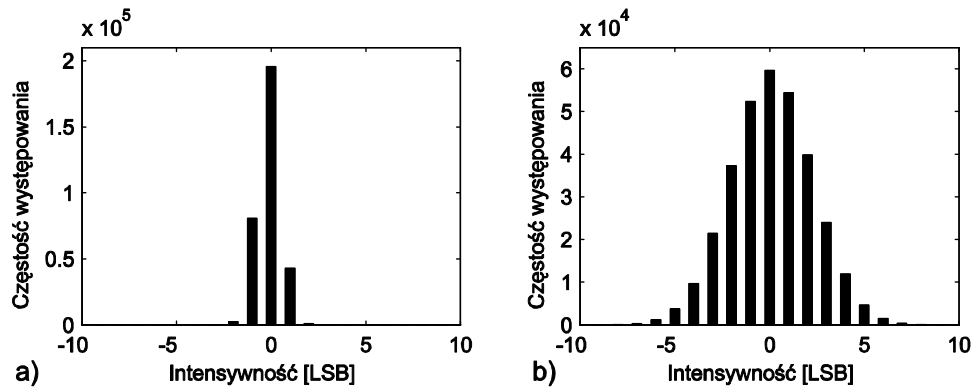
Tab. 3.1. Wartość średnia, odchylenie standardowe wartości średniej oraz odchylenie standardowe szumu piksela kamery Basler A602f dla minimalnego i maksymalnego wzmocnienia oraz różnych czasów ekspozycji.

Czas ekspozycji	Minimalne wzmocnienie				Maksymalne wzmocnienie			
	20 $\mu$ s	2 ms	20 ms	80 ms	20 $\mu$ s	2 ms	20 ms	80 ms
$\bar{I}$ [LSB]	4.79	4.94	6.02	8.40	20.68	21.30	25.97	36.89
$\sigma_s$ [LSB]	0.20	0.19	0.23	0.72	0.76	0.71	0.91	3.19
$\sigma_n$ [LSB]	0.60	0.60	0.60	0.61	2.15	2.15	2.15	2.20



Rys. 3.1 Rozkład intensywności uśrednionego obrazu z kamery Basler A602f dla wzmocnienia minimalnego i maksymalnego oraz różnych czasów ekspozycji. Uśrednianie przeprowadzono na 500 ramkach dla każdego wzmocnienia oraz czasu ekspozycji.

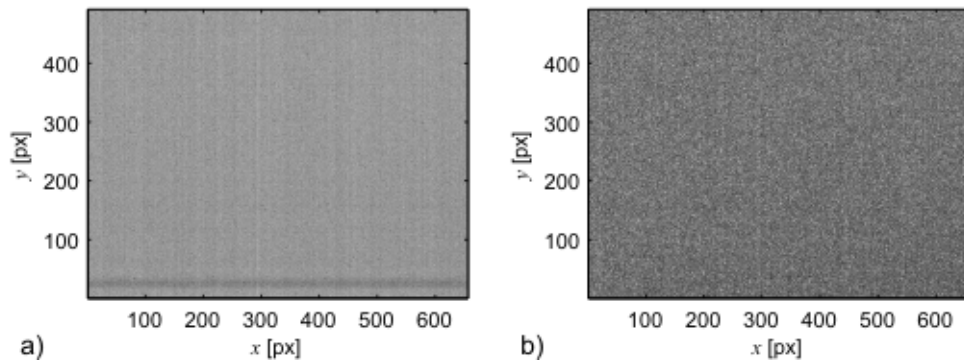
Z analizy przeprowadzonych pomiarów wynika, że poziom czerni rośnie wraz z czasem ekspozycji, co jest zgodne z teorią (Healey i Kondepudy 1994), ponieważ jest generowany przez prąd ciemny matrycy. Na rys. 3.2 przedstawiono histogram różnicy intensywności  $n$ -tej ramki względem obrazu uśrednionego  $\overline{I(x, y)}$  dla wszystkich pikseli, który można założyć, że odzwierciedla szum pojedynczego piksela kamery. Założenie to jest prawdziwe przy jednakowej czułości wszystkich pikseli matrycy, czego tutaj nie badano.



Rys. 3.2 Histogram szumu pojedynczego piksela wyznaczony z losowej ramki z kamery Basler A602f, a) dla minimalnego wzmocnienia i czasu ekspozycji  $20 \mu\text{s}$ , b) dla maksymalnego wzmocnienia i czasu ekspozycji  $80 \text{ ms}$ .

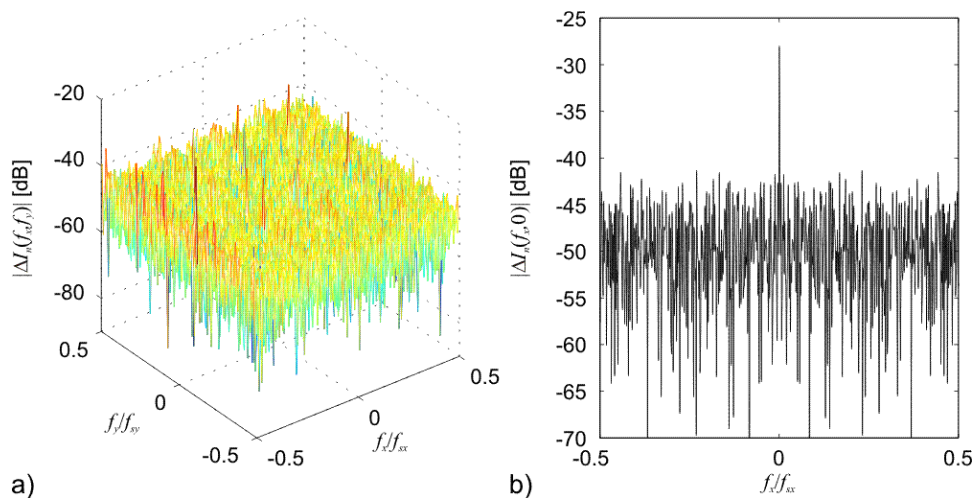
Rozrzut tego histogramu, a zarazem poziom szumu określa odchylenie standardowe  $\sigma_n$ , które się nieistotnie zmienia w zależności od wybranej ramki obrazu (realizacji), co również potwierdza słuszność użycia tego parametru do estymacji poziomu szumu. Poziom szumu pojedynczego piksela nie zależy od czasu ekspozycji przy stałym wzmocnieniu, natomiast rośnie przy wzroście wzmocnienia kamery. Przy zmianie wzmocnienia z 1.0 do 4.0 poziom

szumu wzrósł ponad 3.5 krotnie. Z analizy odchylenia  $\sigma_s$  rozkładu intensywności obrazu uśrednionego wynika, że rośnie ono wraz z czasem ekspozycji przy stałym poziomie szumu pojedynczego piksela, co odzwierciedla niejednorodność powierzchniową prądu ciemnego. Niejednorodność poziomu czerni dla najmniejszego czasu ekspozycji i najmniejszego wzmocnienia oraz dla największego czasu ekspozycji oraz największego wzmocnienia została przedstawiona na rys. 3.3.



Rys. 3.3 Uśrednione obrazy z kamery Basler A602f, a) dla minimalnego wzmocnienia i czasu ekspozycji 20  $\mu$ s, b) dla maksymalnego wzmocnienia i czasu ekspozycji 80 ms. Uśrednianie przeprowadzono na 500 kolejnych ramkach dla każdego zestawu nastaw kamery. Przy prezentacji obrazów odpowiednio dobrano zakres wyświetlanych intensywności aby jak najlepiej uwidocznili nierównomierności intensywności.

Problem niejednorodności poziomu czerni wynikający z niejednorodności prądu ciemnego matrycy jest znany w literaturze, szczególnie w przypadku szybkich kamer CMOS (Hain i in. 2007). Niejednorodność poziomu czerni może być łatwo wyeliminowana poprzez odjęcie od każdej zarejestrowanej ramki wyznaczonego wcześniej uśrednionego obrazu czerni.



Rys. 3.4 Widmo amplitudowe szumu jednej ramki z kamery Basler A602f dla wzmocnienia minimalnego i minimalnego czasu ekspozycji ( a), b) widmo amplitudowe jednej linii dla  $f_y = 0$ .

Na rys. 3.4 przedstawiono widmo amplitudowe szumu jednej z zarejestrowanych z serii 500 ramek. Widmo to jest bardzo płaskie - wszystkie przestrzenne składowe częstotliwościowe są równomiernie rozłożone w całym zakresie częstotliwości, co jest charakterystyczne dla widma szumu białego.

### 3.1.2 Filtracja

W literaturze dotyczącej odsumiania obrazów szum jest często traktowany jako addytywny biały szum gaussowski (Liu i in. 2008). Również z pomiarów i rozważań przeprowadzonych w p. 3.1.1 wynika, że szum pochodzący z matrycy kamery charakteryzuje się cechami gaussowskiego szumu białego. Jednym z etapów wstępnego przetwarzania obrazu pozwalającym zmniejszyć błędy pomiaru, wynikające z wpływu szumu, jest filtracja. W przetwarzaniu obrazów do wstępnej filtracji powszechnie wykorzystuje się liniową nierekursywną filtrację dolnoprzepustową filtrami o niewielkich maskach, najczęściej wielkości  $3 \times 3$  lub  $5 \times 5$ .

W anemometrii obrazowej ważne jest aby filtracja w jak najmniejszym stopniu wpływała na zawartość obrazu, szczególnie w technice PTV, gdzie wyznacza się położenia poszczególnych cząstek. Zastosowany filtr nie powinien zmieniać kształtu cząstek. Powszechnie stosowanym w przetwarzaniu obrazów filtrem do zmniejszania poziomu szumu jest filtr o charakterystyce Gaussa (Jähne 1993, Bovik 2000). Filtr o takim kształcie może być szczególnie pożądany do wstępnej filtracji w anemometrii obrazowej ze względu na następujące cechy:

- nie zmienia kształtu cząstek o gaussowskim profilu intensywności, a jedynie ich średnice i maksima intensywności,
- ma gładką charakterystykę przestrzenną i częstotliwościową nie wprowadzając zafalowań w miejscach skokowych zmian intensywności,
- charakteryzuje się dobrą izotropowością,
- uzyskuje się dobre efekty przy niewielkich maskach minimalizując efekty brzegowe.

W cyfrowym przetwarzaniu obrazów często, ze względu na szybkość obliczeń stosuje się filtry o maskach z liczbami całkowitymi, gdzie rozkład Gaussa przybliża się rozkładem dwumianowym (Jähne 1993).

Dla masek o wymiarach  $3 \times 3$  i  $5 \times 5$  filtry dwumianowe mają postać:

$$\begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 4 & 6 & 4 & 1 \\ 4 & 16 & 24 & 16 & 4 \\ 6 & 24 & 36 & 24 & 6 \\ 4 & 16 & 24 & 16 & 4 \\ 1 & 4 & 6 & 4 & 1 \end{bmatrix}.$$

Filtry dwuwymiarowe o kształcie funkcji Gaussa mają separowalną maskę, tzn. że filtracja dwuwymiarowa może być zrealizowana z wykorzystaniem dwóch następujących po sobie splotów jednowymiarowych, najpierw po wierszach a później po kolumnach obrazu, lub odwrotnie. Odpowiedź impulsowa dwuwymiarowego filtry Gaussa jest splotem odpowiedzi impulsowych dwóch filtrów jednowymiarowych

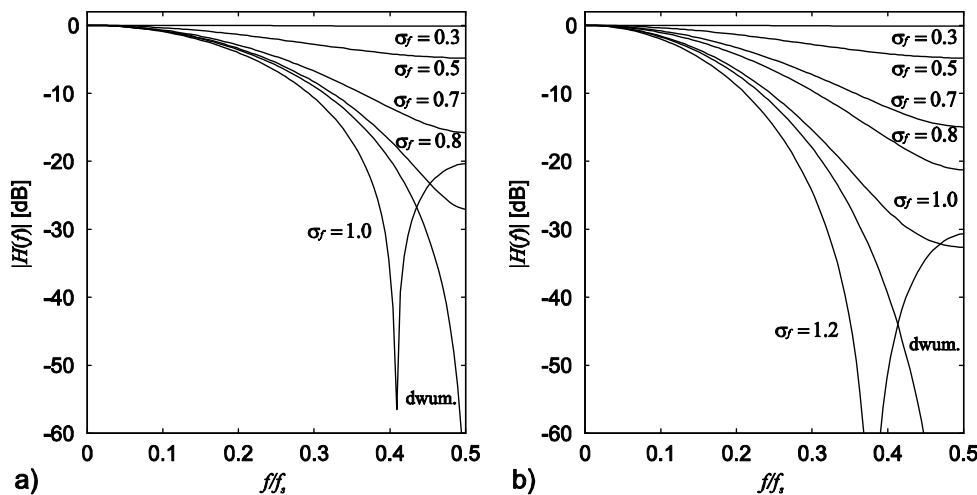
$$h_{2D}(x, y) = h_{1D}(x) \otimes g_{1D}(y),$$

a widmo filtry dwuwymiarowego jest iloczynem widm filtrów jednowymiarowych

$$H_{2D}(f_x, f_y) = H_{1D}(f_x) * G_{1D}(f_y).$$

Powyższa cecha bardzo upraszcza analizę właściwości filtry oraz umożliwia znacznie efektywniejszą implementację z użyciem splotów jednowymiarowych.

Na rys. 3.5 przedstawiono widma amplitudowe filtrów jednowymiarowych o maskach zmienno pozycyjnych i charakterystyce Gaussa, przy różnych odchyleniach standardowych, oraz filtrów dwumianowych dla masek o wymiarach  $3 \times 3$  (rys. 3.5a) oraz  $5 \times 5$  (rys. 3.5b).

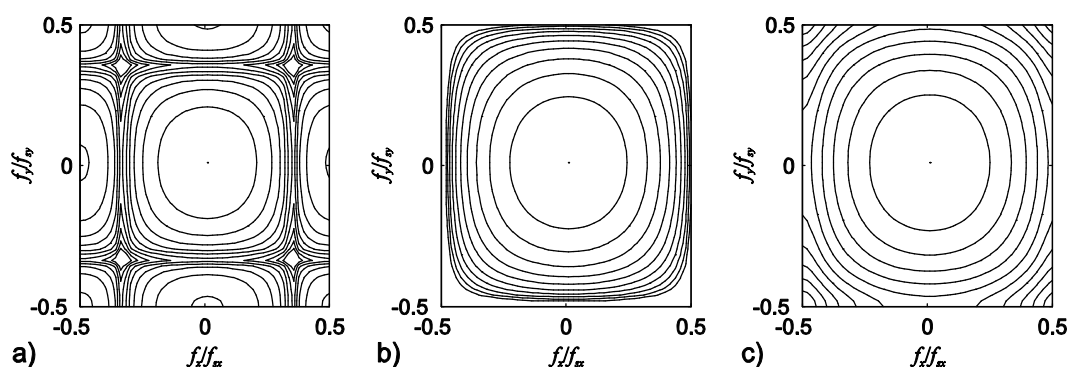


Rys. 3.5 Widma amplitudowe filtrów jednowymiarowych o maskach zmienno pozycyjnych i kształcie Gaussa przy różnych odchyleniach standardowych oraz filtrów dwumianowych dla masek o wymiarach: a)  $3 \times 3$ , b)  $5 \times 5$ .

Z analizy widm przedstawionych filtrów wynika, że przy niewielkich maskach nie można uzyskać filtrów o zbyt dużych odchyleniach standardowych, czyli o wąskich pasmach przepustowych. W przypadku maski  $3 \times 3$  przy  $\sigma_f > 0.8$  w widmie pojawiają się zafalowania



wynikające z dominacji okna prostokątnego nad funkcją Gaussa. W dziedzinie przestrzeni odpowiedź impulsowa filtru jest iloczynem funkcji Gaussa i okna prostokątnego określającego długość maski, a w dziedzinie częstotliwości jest splotem widma funkcji Gaussa z widmem okna prostokątnego. Dla filtru o masce  $5 \times 5$  zafalowania pojawiają się przy  $\sigma_f > 1.0$ . Na rys. 3.6 przedstawiono wykresy poziomicowe widma amplitudowego filtrów: prostokątnego, dwumianowego oraz Gaussa o masce zmiennopozycyjnej przy równomiernie rozłożonych poziomicach co 5 dB. Na podstawie tych wykresów można ocenić izotropowość poszczególnych filtrów, z których najlepszą charakteryzuje się ostatni z filtrów.



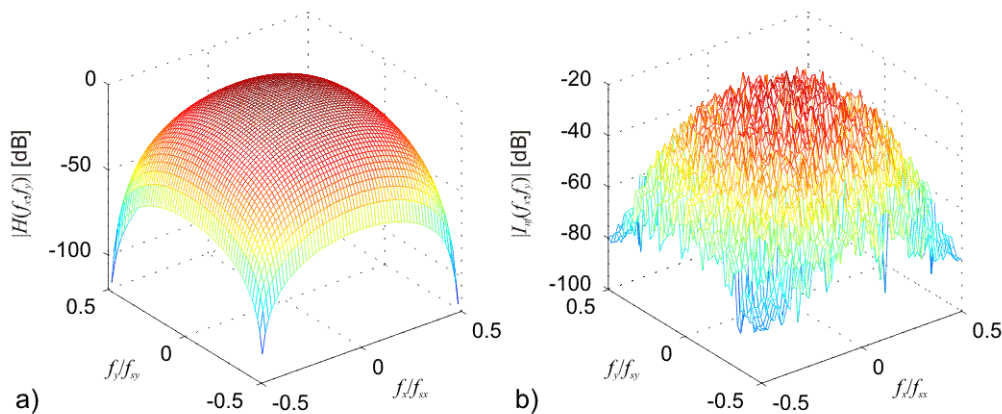
Rys. 3.6 Wykresy poziomicowe widma amplitudowego filtrów o masce wielkości  $3 \times 3$ : a) prostokątnego  $\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}$ , b) dwumianowego, c) Gaussa zmiennopozycyjnego o odchyleniu  $\sigma_f = 0.8$  px. Poziomicie rozłożono równomiernie w dziedzinie amplitudy co 5 dB.

Filtr dolnoprzepustowy Gaussa tłumi składowe o wyższych częstotliwościach w związku z czym zmniejsza energię szumu, a więc jego wariancję. W celu oszacowania stopnia tłumienia szumu przeprowadzono symulację, w której wygenerowano obraz zawierający biały szum gaussowski o zadanym odchyleniu standardowym, który poddano następnie filtracji z użyciem różnych filtrów. Z obrazu po filtracji wyznaczono odchylenie standardowe szumu a stosunki odchyleń standardowych szumu po filtracji do odchyleń przed filtracją ( $\sigma_{nf}/\sigma_n$ ) zamieszczono w tab. 3.2. Testom poddano te same filtry, których widma powyżej analizowano, tylko w wersjach dwuwymiarowych. Na rys. 3.7a przedstawiono widmo odpowiedzi impulsowej filtru dwumianowego oraz na rys. 3.7b widmo szumu po filtracji z użyciem tego filtru.

Tab. 3.2. Stosunek odchylenia standardowego szumu po filtracji do szumu przed filtracją dla filtrów Gaussa o maskach zmiennopozycyjnych oraz dwumianowych o wielkości  $3 \times 3$  i  $5 \times 5$ .

Wielkość maski		Filtr Gaussa $\sigma_f$ [px]						Filtr dwumianowy
		0.3	0.5	0.7	0.8	1.0	1.2	
$3 \times 3$	$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_n}$	0.98	0.64	0.43	0.39	0.36	0.34	0.38
$5 \times 5$	$\sigma_n$	0.98	0.64	0.41	0.36	0.29	0.25	0.27

Przeprowadzony eksperyment pokazuje, że przy użyciu filtru Gaussa o masce  $3 \times 3$  możliwe jest prawie trzykrotne zmniejszenie odchylenia standardowego szumu natomiast dla filtru o masce  $5 \times 5$  jest możliwe około 3.7 krotne zmniejszenie odchylenia szumu.

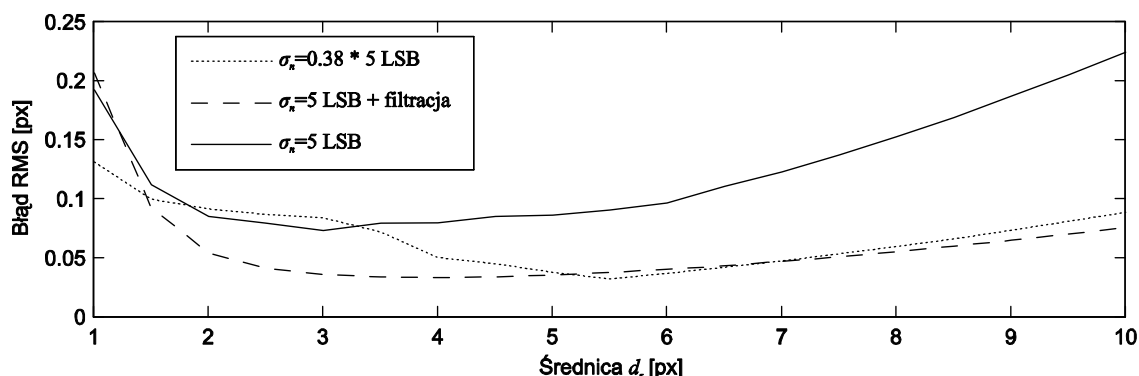
Rys. 3.7 Widmo amplitudowe filtru dwumianowego o masce  $3 \times 3$  (a) oraz widmo szumu białego przefiltrowanego tym filtrem (b).

Symulacyjnie oszacowano wpływ filtracji na dokładność estymowanych położeń cząstek w obrazie zawierającym szum. Analizie poddano obrazy z losowo rozmieszczonymi cząstkami o średnicach w zakresie od 1 px do 10 px i maksymalnej intensywności 200 LSB z dodanym białym szumem gaussowskim. Testów dokonano na trzech seriach obrazów:

- 1) z szumem o odchyleniu  $\sigma_n = 5$  LSB bez filtracji,
- 2) z szumem o odchyleniu  $\sigma_n = 5$  LSB i filtracją filtrem dwumianowym  $3 \times 3$ ,
- 3) z szumem o odchyleniu  $\sigma_n = 0.38 * 5$  LSB bez filtracji.

W trzeciej serii wybrano wartość odchylenia standardowego szumu odpowiadającą odchyleniu standardowemu szumu sflumionego z użyciem filtru z serii drugiej. W każdym z przypadków obliczono błąd RMS wyznaczonych położeń wszystkich cząstek a do estymacji położenia zastosowano pięciopunktowe bezpośrednie dopasowanie gaussoidy. Szczegóły przeprowadzonej symulacji zamieszczono w następnym punkcie pracy. Zależność błędu RMS

wyznaczonych położenia w funkcji średnicy cząstek dla różnych przypadków przedstawiono na rys. 3.8.



Rys. 3.8 Zależność błęd RMS wyznaczonych położenia cząstek w funkcji średnicy cząstek dla różnych poziomów szumu oraz filtracji filtrem dwumianowym.

Przeprowadzona symulacja pokazuje, że ws tępna filtracja pozwala na znaczne zmniejszenie błęd wyznaczanych położenia, co najmniej dwukrotne zmniejszenie błęd przy cząstkach o średnicach przekraczających 3 px. Na zmniejszenie błęd ma wpływ nie tylko samo zmniejszenie poziomu szumu ale stłumienie jego składowych o wyższych częstotliwościach i przestrzenna charakterystyka filtru korelująca z profilem cząstek, co jest szczególnie widoczne w zakresie średnic do 3.5 px.

### 3.2 Segmentacja obrazu

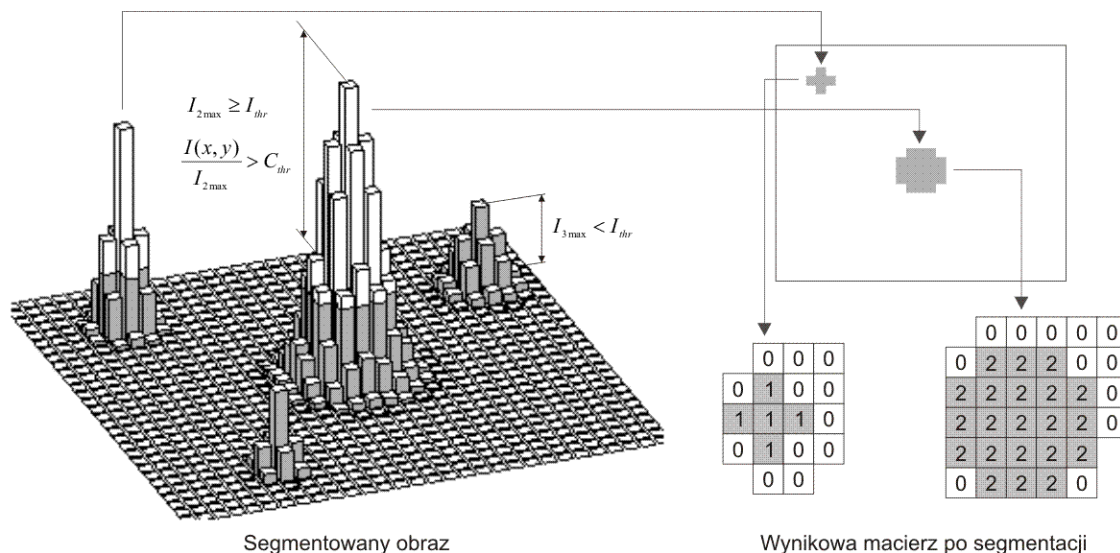
Obrazy cząstek uzyskiwane w rzeczywistych eksperymentach charakteryzują się dużą zmiennością kształtu, wielkości i intensywności. W celu wyznaczenia podstawowych parametrów cząstki takich jak współrzędne środka, maksimum intensywności czy średnica wymagane jest najpierw znalezienie obszaru, grupy pikseli należących do danej cząstki, z którego następnie zostaną wyznaczone wymagane parametry. Procesem, w którym wydziela się obszary pikseli należące do poszczególnych cząstek jest segmentacja obrazu.

Najprostszą metodą segmentacji jest binaryzacja z pojedynczym, stałym progowaniem. Metoda ta daje zadowalające rezultaty tylko w przypadku obrazów z niewielką liczbą jasnych, stosunkowo dużych cząstek. W większości rzeczywistych przypadków przy użyciu tej metody, w zależności od wartości progu, uzyskuje się wiele zachodzących na siebie – połączonych cząsteczek lub przy wysokich progach traci się wiele informacji. Inną, dającą lepsze rezultaty metodą jest progowanie ze zmiennym progiem wyznaczanym indywidualnie dla każdego progowanego obszaru. Błędy segmentacji tą metodą pojawiają się w przypadku

dużych różnic intensywności bliskich cząstek. Hering i in. (1995, 1997) proponują segmentację przez rozrost, w której najpierw wyszukuje się w obrazie maksima, a następnie analizując piksele otoczenia maksimum dołącza do obszaru te, które spełniają pewne kryteria. Intensywność każdego dołączanego piksela musi przekraczać adaptacyjnie wyznaczony poziom oraz dołączany piksel musi być połączony z obszarem. Ohmi i Li (2000) zaproponowali segmentację z dynamicznym progowaniem, gdzie poziom progowania jest dobierany indywidualnie dla każdej cząstki w zależności od jej średniej intensywności. Najpierw cały obraz jest binaryzowany z użyciem niskiego, globalnego poziomu progowania, a następnie każdy z obszarów reprezentujący cząstkę jest etykietowany i oblicza się dla niego średni poziom intensywności. W kolejnych krokach jest porównywana różnica pomiędzy progiem binaryzacji każdej cząstki i jej średnią intensywnością a przyjętym poziomem kontrastu. Gdy dla danej cząstki różnica przekracza poziom kontrastu wyznacza się nowy poziom binaryzacji i oblicza średnią intensywność. Cały proces jest powtarzany tak długo dopóki dla każdej z cząstek nie zostanie osiągnięta odpowiednia średnia intensywność. Mikheev i Zubtsov (2008) w swoim oprogramowaniu PTV zastosowali zmodyfikowaną w stosunku do powyższej metodę segmentacji, w której najpierw wyszukują maksima powyżej zadanego progu (stałego lub zmiennego), a następnie rozszerzają obszar wokół znalezionych maksimum. W każdym kroku obszar poszukiwań wokół znalezionego maksimum jest powiększany o jeden piksel z każdej strony i dany piksel jest dołączany do obszaru jeżeli stosunek jego intensywności do intensywności maksimum jest większy od pewnego przyjętego poziomu.

W niniejszej pracy zastosowano metodę segmentacji przez rozrost bazującą na pracy Mikheeva i Zubtsova (2008). W pierwszej kolejności w obrazie są wyszukiwane maksima, których intensywność przekracza pewien zadany próg  $I_{thr}$ , każde maksimum spełniające to kryterium jest etykietowane a jego etykieta jest wpisywana do macierzy obszarów (rys. 3.9). W kolejnym kroku wokół każdego zaetykietowanego obszaru określa się jednopikselowej szerokości kontur, obszar pikseli - kandydatów do dołączenia. Dany piksel - kandydat jest dołączany do bieżącego obszaru jeżeli stosunek jego intensywności do intensywności maksimum z bieżącego obszaru jest większy od zadanego progu  $C_{thr}$ , oraz jeżeli dany piksel nie należy już do innego obszaru, oraz jeżeli po dołączeniu tworzy z obszarem bieżącym obszar spójny. W jednym cyklu każdy obszar jest powiększany o jeden piksel z każdej strony. Rozrost obszaru trwa do momentu aż w danym cyklu żaden nowy piksel nie zostanie dołączony. Procedura segmentacji zostaje zakończona gdy w bieżącym cyklu żaden obszar

nie zostanie powiększony. W wyniku segmentacji uzyskuje się obszary pikseli o największych intensywnościach należące do poszczególnych cząstek. Dzięki krokowemu, sekwencyjnemu rozrostowi obszary powinny charakteryzować się dużą regularnością oraz dobrą separacją względem sąsiadów.



Rys. 3.9 Ilustracja metody segmentacji przez rozrost.

### 3.3 Estymacja parametrów cząstek

Zakłada się, że obrazy cząstek uzyskane z kamery mają kształt gaussowski, co jest powszechnie wykorzystywane w metodach PTV do wyznaczania położenia poszczególnych cząstek (Marxen i in. 2000, Raffel i in. 2007, Mikheev i Zubtsov 2008). Dokładność uzyskanych wektorów przemieszczenia zależy od dokładności wyznaczonych położenia poszczególnych cząstek. Zazwyczaj cząstki są bardzo małe i ich położenie wyznacza się na podstawie tylko kilku pikseli. Uzyskanie dokładnych parametrów cząstek m.in. ograniczają:

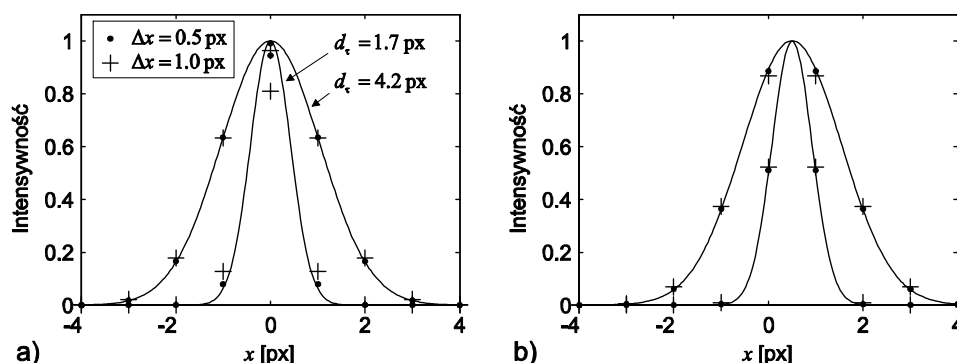
- zbyt mała przestrzenna częstotliwość próbkowania,
- kwantyzacja intensywności - często obrazy uzyskiwane z szybkich kamer charakteryzują się dynamiką 8 - 10 bitów,
- szum zarówno pojedynczego piksela, jak i wynikający z niejednorodności czułości poszczególnych pikseli, czy prądu ciemnego, który nie zawsze jest korygowany programowo,
- odstępstwo obrazu danej cząstki od krzywej Gaussa wynikające z całkowania na powierzchni piksela,

- nakładanie się cząstek, które wprowadza asymetrię w obrazie analizowanej cząstki generując duże błędy estymacji położenia.

Część tych zagadnień została przeanalizowana w tym podrozdziale w celu określenia ich wpływu na dokładność uzyskiwanych przemieszczeń oraz odpowiednią parametryzację wykorzystywanych algorytmów analizy.

### 3.3.1 Obrazy cząstek posiewu

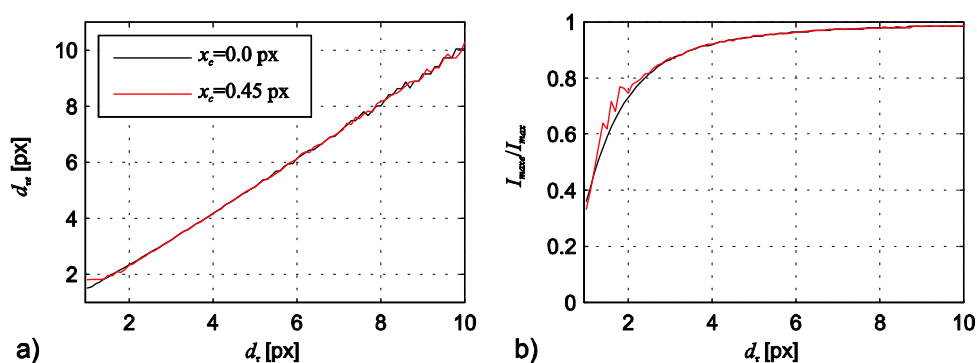
Obrazem dwuwymiarowej funkcji Gaussa uzyskanym z matrycy kamery nie jest spróbkowana przestrzennie funkcja Gaussa, tylko spróbkowana powierzchnia do niej zbliżona. Odstępstwo to wynika z całkowania strumienia światła na powierzchni piksela i jest tym większe im większa jest powierzchnia piksela. Na rys. 3.10 przedstawiono dla zilustrowania tego zjawiska przykładowe krzywe Gaussa wraz z wartościami odpowiadającymi scałkowanym fragmentom krzywej po odcinkach o długościach 0.5 px i 1.0 px. Krzywe charakteryzują się odchyleniami standardowymi odpowiadającymi średnicom  $d_\tau = 1.7$  px oraz  $d_\tau = 4.2$  px i położeniem maksimum  $x_c = 0.0$  px (rys. 3.10a) i  $x_c = 0.45$  px (rys. 3.10b).



Rys. 3.10 Krzywe Gaussa wraz z wartościami scałkowanymi po odcinkach 0.5 px i 1.0 px dla dwóch położień środka: a)  $x_c = 0$  px, b)  $x_c = 0.45$  px. Odchylenia standardowe krzywych odpowiadają średnicom  $d_\tau = 1.7$  px i  $d_\tau = 4.2$  px.

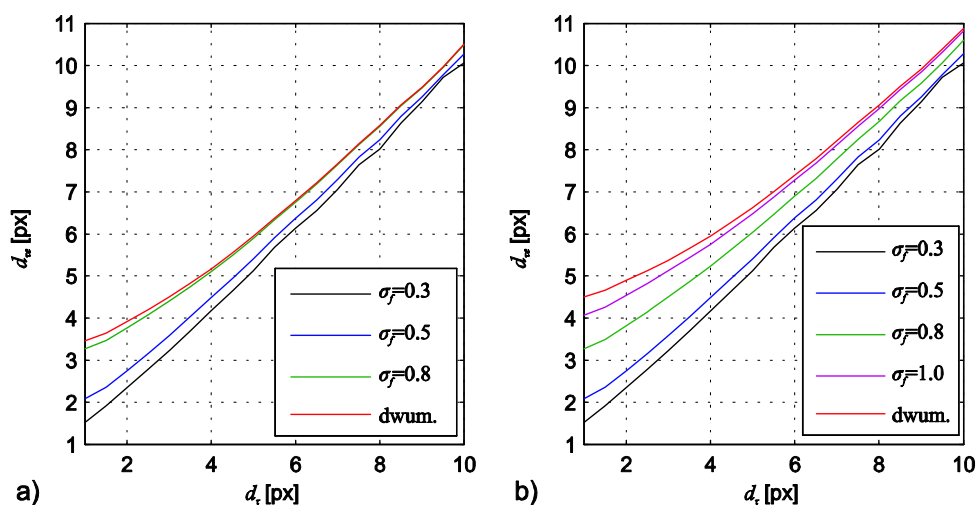
Producenci matryc stosowanych w kamerach, ze względu na czułość, dążą do budowy matryc o jak największej powierzchni piksela, o długości boku jak najbliższej odległości pomiędzy pikselami ( $\Delta x = 1.0$  px). Niepunktowa wielkość piksela wprowadza przy wyznaczaniu średnicy oraz wartości maksymalnej cząstki pewien błąd tym większy im mniejsza jest średnica cząstki, nie wpływa natomiast na dokładność estymacji położenia cząstki. Na rys. 3.11a przedstawiono zależność wyestymowanej średnicy oraz na rys. 3.11b zależność wartości maksimum od zadanej średnicy gaussoidy. Symulacje przeprowadzono dla gaussoid o wierzchołkach  $(x_c, y_c)$  w punktach  $(0, 0)$  oraz  $(0.45, 0.45)$  kwantując 8 bitowo scałkowane

próbki gaussoidy przy maksimum równym 200 LSB. Do wyznaczenia parametrów cząstek wykorzystano bezpośrednio 5-punktowe dopasowanie gaussoidy.



Rys. 3.11 Zależność wyznaczonej średnicy cząstki (a) oraz maksimum intensywności (b) w funkcji zadanej średnicy scałkowanej gaussoidy. Symulacje przeprowadzono dla skwantowanej 8 bitowo intensywności przy zadanym maksimum intensywności 200 LSB dla dwóch położenia środka cząstki (0, 0) oraz (0.45, 0.45) i piksela wielkości  $1 \times 1$ .

Dla małych średnic ( $d_t < 2$  px) błąd estymacji średnicy oraz intensywności przekracza 20 %. Nieregularności krzywych widoczne na rys. 3.11 są wynikiem kwantyzacji spróbkowanego obrazu.



Rys. 3.12 Zależność wyznaczonej średnicy cząstki w funkcji zadanej średnicy dla filtrów zmiennopozycyjnych Gaussa o różnych odchyleniach standardowych oraz dla filtru dwumianowego o maskach wielkości a)  $3 \times 3$  i b)  $5 \times 5$ . Do estymacji średnicy wykorzystano bezpośrednio 5 - punktowe dopasowanie gaussoidy.

W procesie wstępnej filtracji zmianie ulegają obrazy cząstek. Jeżeli zastosuje się filtr o charakterystyce gaussowskiej to profil cząstek zostanie zachowany ale wzrośnie ich średnica oraz zmniejszy się wartość maksymalna, natomiast nie zmieni się położenie cząstek. Średnicę cząstek po filtracji można oszacować z własności splotu dwóch gaussoid jako  $\sqrt{\sigma_\tau^2 + \sigma_f^2}$ . W rzeczywistych obrazach dochodzą dodatkowe efekty związane z dyskretyzacją, ze

skończonym rozmiarem maski filtru oraz kwantyzacją. Na rys. 3.12 przedstawiono zależność wyestymowanej średnicy cząstki w funkcji zadanej średnicy dla filtrów zmiennopozycyjnych Gaussa o różnych odchyleniach standardowych oraz dla filtru dwumianowego o maskach wielkości  $3 \times 3$  i  $5 \times 5$ .

### 3.3.2 Estymatory parametrów cząstek

Gdy obraz cząstki jest większy od jednego piksela na podstawie intensywności kilku pikseli jest możliwe wyznaczenie jej położenia z dokładnością poniżej jednego piksela. W literaturze spotyka się wiele analiz skuteczności różnych estymatorów stosowanych do wyznaczania położenia środka cząstki. Do najczęściej stosowanych estymatorów należą: środek masy, trójpunktowe bezpośrednie dopasowanie funkcji Gaussa lub paraboli, dopasowanie funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów.

Wyznaczane współrzędne środka cząstki są obarczone błędem, który składa się z części przypadkowej oraz systematycznej. Błąd przypadkowy jest spowodowany losowymi wahaniami intensywności analizowanych pikseli, natomiast błąd systematyczny wynika ze związanej z próbkowaniem częściowej utraty informacji. Występowanie błędu systematycznego jest określane w literaturze anglojęzycznej terminem *peak locking* lub *pixel locking*. Wartość błędu systematycznego w dużym stopniu zależy od właściwości zastosowanego estymatora.

Westerweel (1993) porównał trójpunktowe estymatory: środek masy, bezpośrednie dopasowanie paraboli i bezpośrednie dopasowanie funkcji Gaussa przeprowadzając ich analizę analityczną oraz eksperymentalną. Z analizy tej wynika, że najmniejszym błędem systematycznym charakteryzuje się trójpunktowe dopasowanie funkcji Gaussa. Dla cząstek o małych średnicach błąd systematyczny dopasowania paraboli jest porównywalny z błędem systematycznym dopasowania funkcji Gaussa ale znacznie rośnie wraz ze wzrostem średnicy cząstki. Dużym błędem systematycznym oraz jego nieciągłością dla przesunięcia 0.5 piksela charakteryzuje się trójpunktowy estymator środka masy. Feng i in. (2007) przeprowadzili symulacje numeryczne wielopunktowego estymatora środka masy oraz zaproponowali jego modyfikację i odpowiedni dobór parametrów segmentacji obrazu znacznie zmniejszające błąd systematyczny tego estymatora. Marxen i in. (2000) porównując bezpośrednie trójpunktowe dopasowanie funkcji Gaussa oraz dopasowanie funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów uzyskali bardzo podobne dokładności obu estymatorów z niewielką korzyścią na rzecz dopasowania metodą najmniejszych kwadratów.



W celu weryfikacji stworzonych funkcji, użytych do estymacji parametrów cząstek, oraz określenia zachowania estymatorów i oceny ich przydatności w różnych warunkach przeprowadzono symulacje numeryczne estymatorów środka masy i zmodyfikowanego środka masy, bezpośredniego dopasowania funkcji Gaussa oraz dopasowania funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów. Dla każdej zadanej średnicy cząstki oraz dla zadanego poziomu szumu wygenerowano  $2 * 10^5$  obrazów cząstek wyznaczając dla każdego z obrazów położenie z użyciem testowanego estymatora. Dla wyznaczonych położen obliczono błąd RMS położenia względem położenia zadanego. Obrazy generowano z użyciem specjalnie stworzonego w tym celu generatora, gdzie w wygenerowanych obrazach każdy piksel obrazu cząstki reprezentuje wartość dwuwymiarowej funkcji Gaussa scałkowanej po powierzchni piksela o wielkości  $1 \times 1 \text{ px}^2$ . Do każdego obrazu cząstki dodano biały szum gaussowski o zadanym odchyleniu standardowym, a następnie obraz skwantowano z rozdzielczością 8 bitową. Maksimum intensywności cząstek przyjęto jako stałe - równe 200 LSB, a wartości pikseli obrazu mniejsze od zera przed kwantyzacją wyzerowano. Obraz przed wyznaczeniem współrzędnych cząstek poddano filtracji z użyciem filtru dwumianowego o masce  $3 \times 3 \text{ px}^2$ . Współrzędne środków cząstek użyte do generacji obrazów losowano z kwadratu  $-0.5 < x_c < 0.5$ ,  $-0.5 < y_c < 0.5$  z wykorzystaniem generatora losowego o rozkładzie jednostajnym. Opisana procedura testowania jest podobna do zastosowanej przez Marxena i in. (2000) z tą różnicą, że tam generowano cząstki o współrzędnych rozłożonych na siatce o ziarnie  $0.05 \times 0.05 \text{ px}^2$ , natomiast tutaj rozmieszczono je losowo z dokładnością zmiennej typu *double* w takim samym kwadracie. Podobna procedura testowania pozwoli na porównanie uzyskanych wyników z testami przeprowadzonymi przez ww. autorów, tj. z dokładnościami estymatorów bezpośredniego dopasowania gaussoidy oraz dopasowania gaussoidy metodą najmniejszych kwadratów.

### **Bezpośrednie dopasowanie funkcji Gaussa**

W bezpośrednim dopasowaniu funkcji Gaussa dopasowuje się krzywą Gaussa do trzech punktów w osi  $x$  oraz do trzech punktów w osi  $y$ . Najczęściej jako dopasowywane punkty wybiera się punkt o maksymalnej intensywności oraz najbliższe punkty położone symetrycznie po obu stronach punktu maksymalnego, stąd metoda ta jest nazywana trójpunktowym, w przypadku jednowymiarowym lub pięciopunktowym, w przypadku dwuwymiarowym bezpośrednim dopasowaniem funkcji Gaussa. Dla trzech kolejnych

punktów, z których środkowy  $(x_k, y_k)$  charakteryzuje się maksymalną intensywnością estymator ma postać:

$$x_{ce} = x_k + \frac{\ln I(x_{k-1}, y_k) - \ln I(x_{k+1}, y_k)}{2(\ln I(x_{k-1}, y_k) + \ln I(x_{k+1}, y_k) - 2\ln I(x_k, y_k))}. \quad (3.5)$$

Analogiczną postać ma estymator dla współrzędnej  $y_{ce}$ .

Uzyskane w wyniku symulacji zależności błędu RMS estymowanego położenia w funkcji zadanej średnicy cząstki dla różnych poziomów szumu przedstawiono na rys. 3.13a. Najmniejszy błąd położenia uzyskano dla cząstek o średnicy około 4 px. Uzyskane wyniki dla tego estymatora są bardzo podobne do wyników Marxena i in. (2000).

### Dopasowanie funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów

Dopasowanie dwuwymiarowej funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów jest zagadnieniem optymalizacyjnym, w którym minimalizuje się wyrażenie

$$\chi^2(x_{ce}, y_{ce}, I_{maxe}, \sigma_{te}) = \sum_k \left( I(x_k, y_k) - I_{maxe} e^{-\frac{(x_k - x_{ce})^2 + (y_k - y_{ce})^2}{2\sigma_{te}^2}} \right)^2. \quad (3.6)$$

Sumowanie odbywa się po punktach  $(x_k, y_k)$  należących do cząstki. Na rys. 3.13b przedstawiono uzyskane symulacyjnie zależności błędu RMS w funkcji zadanej średnicy cząstki. Dla średnic cząstek poniżej 4 px uzyskano wyniki bardzo podobne do przedstawionych w pracy Marxena i in. (2000), natomiast dla średnic większych od 4 px błędy utrzymują się na stałym poziomie, podczas gdy w ww. pracy znacząco rosną. Niski poziom błędu dla większych średnic wynika prawdopodobnie z odmiennej metody dopasowywania funkcji Gaussa. Autorzy pracy (Marxen i in. 2000) do dopasowywania wykorzystywali zawsze 9 punktów zlokalizowanych wokół punktu o maksymalnej intensywności, natomiast w niniejszej pracy do dopasowywania wykorzystano wszystkie punkty uzyskane w procesie segmentacji, których liczba rosła wraz ze wzrostem średnicy cząstki. Do minimalizacji wyrażenia (3.6) zastosowano metodę Nelder - Meada (Press 1992, Brandt 2002), która jest wolniej zbieżna od popularnej metody Levenberga - Marquardta ale znacznie mniej wrażliwa na wybór parametrów początkowych.

### Środek masy

Estymator środka masy jest określony zależnością

$$(x_{ce}, y_{ce}) = \left( \frac{\sum_k x_k I_k}{\sum_k I_k}, \frac{\sum_k y_k I_k}{\sum_k I_k} \right), \quad (3.7)$$

gdzie  $x_k, y_k$  to współrzędne pikseli o intensywności  $I_k$ . Sumowanie jest wykonywane po wszystkich wyodrębnionych w procesie segmentacji pikselach cząstki. Współrzędne środka cząstki opisane powyższą zależnością charakteryzują się dużym błędem systematycznym, szczególnie dla niewielkich średnic. Wartość tego błędu zależy również od poziomu progowania przyjętego dla danej cząstki i rośnie wraz ze wzrostem proggu. W tej metodzie ważny jest wybór optymalnego poziomu progowania – jak najniższego, ale leżącego powyżej tła i zakłóceń. Feng i in. (2007) zmodyfikowali zależność (3.7) do postaci

$$(x_{ce}, y_{ce}) = \left( \frac{\sum_k x_k (I_k - I_{base})}{\sum_k (I_k - I_{base})}, \frac{\sum_k y_k (I_k - I_{base})}{\sum_k (I_k - I_{base})} \right), \quad (3.8)$$

gdzie  $I_{base}$  to intensywność bazowa równa poziomowi progowania dla danej cząstki. Wprowadzenie intensywności bazowej, która jest odejmowana od intensywności każdego piksela znacząco zmniejszyło wartość błędu będącego efektem zjawiska *peak locking*. Ważny jest odpowiedni dobór tej intensywności, który na podstawie symulacji numerycznych autorzy metody proponują przyjęć jako poziom progowania użyty w segmentacji obrazu.

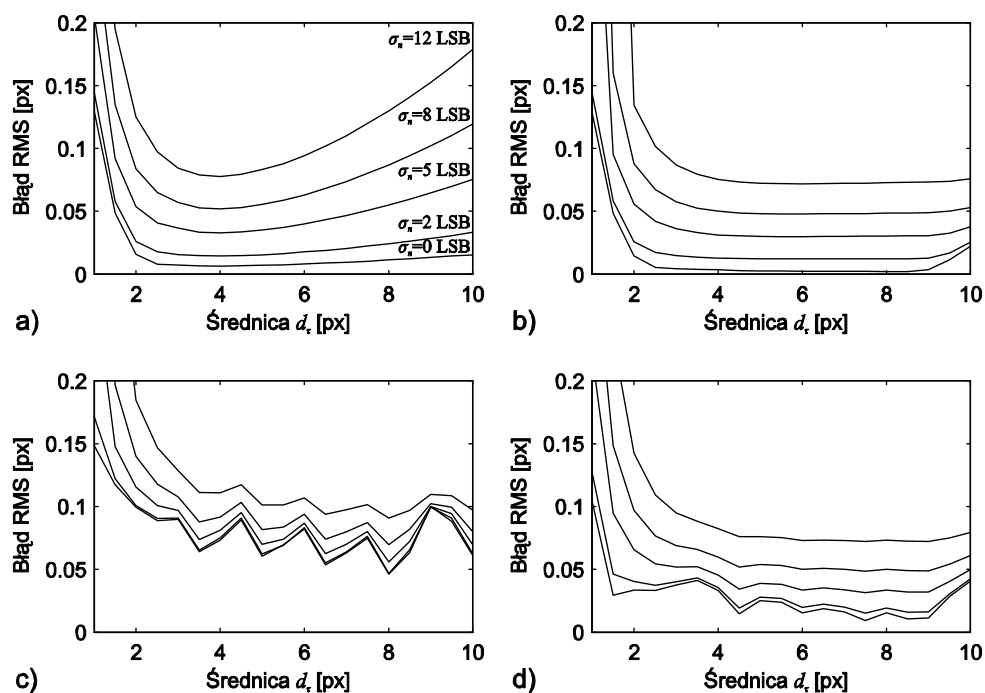
Na rys. 3.13c i d przedstawiono zależność błędu RMS położenia w funkcji zadanej średnicy dla środka masy oraz zmodyfikowanego środka masy. Jak wynika z rys. 3.13c błąd RMS jest znacznie większy niż w przypadku dopasowywania funkcji Gaussa i ma charakter oscylacyjny względem zadanej średnicy, co jest wynikiem zjawiska *pixel locking*. Znacznie mniejszy błąd, porównywalny z błędem dopasowania funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów dla większych poziomów szumu, uzyskano w zmodyfikowanej metodzie środka masy. Metoda zmodyfikowanego środka masy charakteryzuje się znacznie mniejszym wpływem efektu *pixel locking* w stosunku do metody tradycyjnej.

Środek masy jest bardzo szybkim obliczeniowo estymatorem i jak wynika z symulacji dającym niewielkie błędy przy optymalnie dobranym poziomie progowania. Zaletą tego estymatora jest możliwość jego użycia gdy zawiodą inne estymatory, tj. w przypadkach:

- gdy profil obrazu znacznie odbiega od kształtu gaussowskiego,
- dużych cząstek,
- obrazów nasyconych (gdy pewna część pikseli obrazu osiągnęła wartość maksymalną intensywności).

Dyskusyjne jest wyznaczanie środka cząstki w przypadku obrazów nasyconych, ponieważ podczas pomiarów, ze względu na dokładność, należy ustawić tak parametry rejestracji aby nasycenie nie wystąpiło. Cząstki, których obrazy uległy nasyceniu należałoby odrzucić, jednak jak zostało wykazane w symulacji obrazy cząstek nasyconych pozwalają na uzyskanie

w wielu przypadkach wyników o zadowalającej dokładności. Użycie środka masy w takich przypadkach może wyeliminować konieczności powtarzania złożonego eksperymentu.



Rys. 3.13 Zależność błędu RMS estymowanego położenia w funkcji zadanej średnicy dla różnych poziomów szumu, dla estymatorów: a) bezpośredniego dopasowania funkcji Gaussa, b) dopasowania funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów, c) środka masy, d) zmodyfikowanego środka masy.

### 3.3.3 Wyznaczanie lokalnej gęstości cząstek

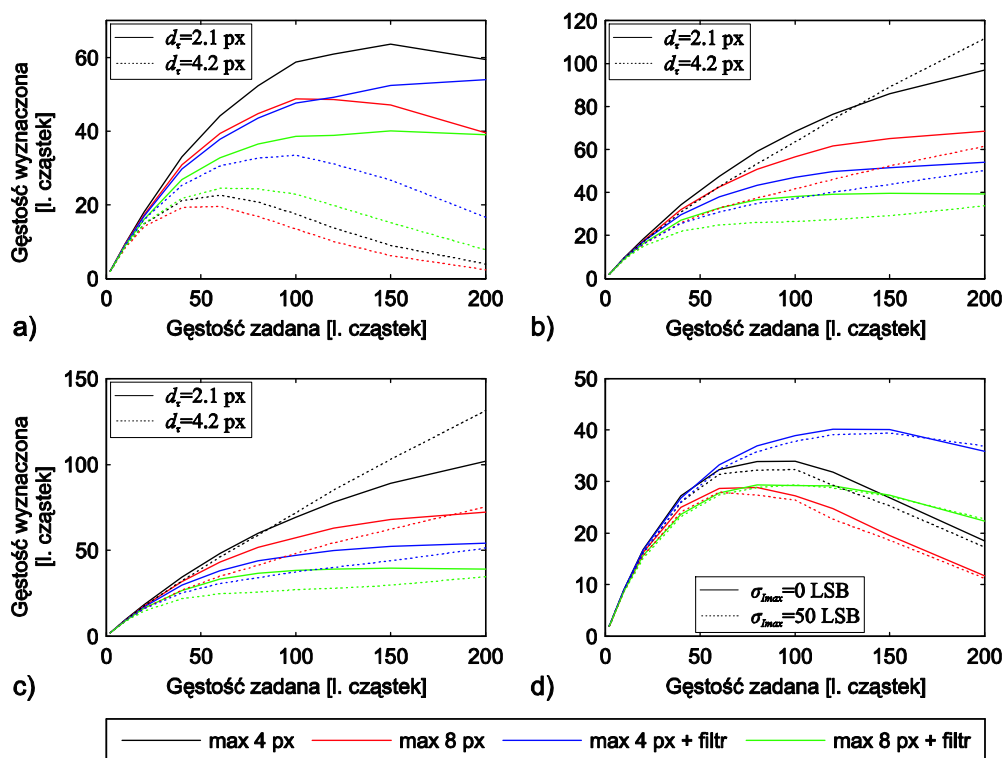
W wielu przypadkach, np. w adaptacyjnej metodzie PIV ze zmienną rozdzielczością przestrzenną (Theunissen i in. 2007, 2010) wymagana jest znajomość przestrzennej gęstości cząstek. Najprostszą metodą wyznaczenia takiej gęstości jest zliczanie cząstek w zadanych obszarach. Prawidłowe wyznaczenie liczby cząstek w obszarach o dużej gęstości jest operacją bardzo trudną lub wręcz niemożliwą do realizacji ze względu na nakładanie się cząstek oraz niewielką dynamikę obrazu. W niniejszym podrozdziale przetestowano na obrazach syntetycznych kilka metod umożliwiających określenie gęstości cząstek.

Gęstość cząstek wyznaczono poprzez zliczanie cząstek w zadanym obszarze. Analizowany obraz przeszukiwano piksel po pikselu w celu znalezienia lokalnych maksimum, założono, że każde lokalne maksimum reprezentuje jedną cząstkę. Dany punkt zakwalifikowano jako maksimum, jeżeli jego intensywność przekraczała zadany próg (powyżej poziomu szumu) oraz jeżeli była większa od intensywności każdego z najbliższych 4 lub 8 sąsiadów.

W testach wyznaczono zależność gęstości cząstek w funkcji gęstości zadanej w wygenerowanych obrazach syntetycznych. Gęstość cząstek określono tutaj jako liczbę cząstek przypadającą na obszar o wielkości  $32 \times 32 \text{ px}^2$ . Każdy z obrazów został poddany 8 bitowej kwantyzacji. W generowanych obrazach cząstki zostały losowo, z rozkładem jednostajnym rozmieszczone na powierzchni obrazu o wielkości  $256 \times 256 \text{ px}^2$ . W każdej z serii testów wykrywano cząstki z użyciem następujących algorytmów:

- maksimum z otoczenia 4 pikseli,
- maksimum z otoczenia 8 pikseli,
- wstępna filtracja filtrem dwumianowym o masce wielkości  $3 \times 3$  i maksimum z otoczenia 4 pikseli,
- wstępna filtracja filtrem dwumianowym o masce wielkości  $3 \times 3$  i maksimum z otoczenia 8 pikseli.

Na rys. 3.14a przedstawiono krzywe zależności gęstości wyznaczonej od gęstości zadanej z użyciem powyższych czterech algorytmów dla obrazów o stałej maksymalnej intensywności cząstek równej 200 LSB, średniej wielkości cząstek równej 2.1 px w pierwszej serii oraz 4.2 px w drugiej serii. Średnice cząstek podlegały rozkładowi normalnemu o odchyleniu standardowym równym 0.5 px, a wygenerowane obrazy były pozbawione szumu. Przykładowe obrazy wygenerowane w symulacji przedstawiono na rys. 3.15. Na rys. 3.14b przedstawiono krzywe uzyskane analogicznie jak w przypadku z rys. 3.14a, ale z dodanym do obrazu białym szumem gaussowskim o odchyleniu  $\sigma_n = 2 \text{ LSB}$ , natomiast na rys. 3.14c z szumem o odchyleniu  $\sigma_n = 5 \text{ LSB}$ . Rys. 3.14d przedstawia krzywe dla cząstek o zmiennej maksymalnej intensywności oraz średnicy. Maksymalne intensywności cząstek w pierwszym przypadku były stałe i równe 200 LSB, natomiast w drugim przypadku podlegały rozkładowi normalnemu o wartości średniej 200 LSB i odchyleniu standardowym 50 LSB. W przypadku gdy intensywność piksela przekraczała poziom 255 LSB jego intensywność została ograniczona do wartości 255 LSB. Średnice cząstek podlegały rozkładowi normalnemu o wartości średniej równej 3.2 px i odchyleniu standardowym 1.0 px. Do obrazów dodano biały szum gaussowski o odchyleniu  $\sigma_n = 2 \text{ LSB}$ .

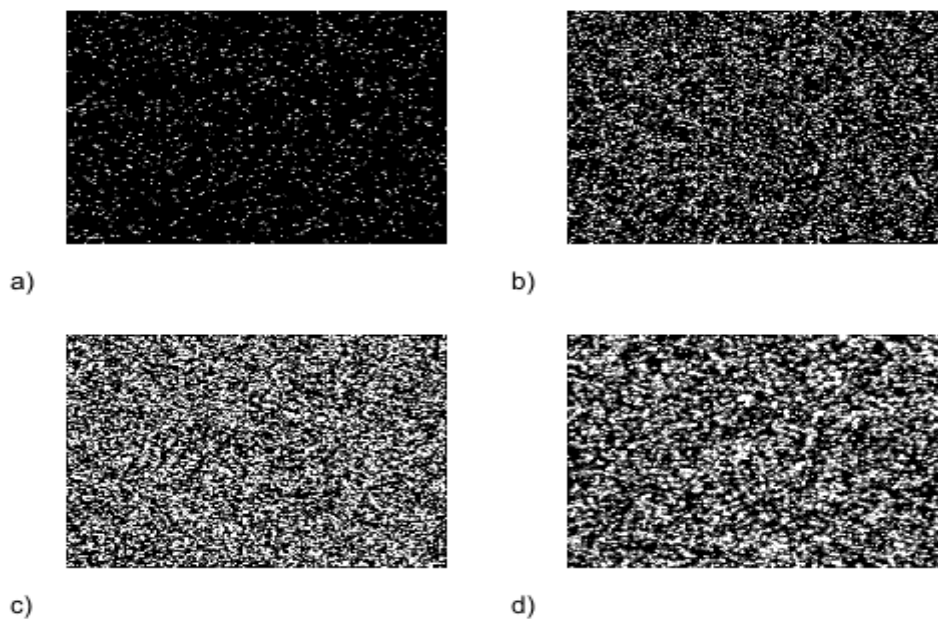


Rys. 3.14 Uzyskane symulacyjnie zależności wyznaczonej średniej gęstości cząstek od zadanej średniej gęstości cząstek. Cząstki wykrywano znajdując maksima w otoczeniu najbliższych 4 oraz 8 pikseli poddając analizie obraz surowy oraz przefiltrowany z użyciem filtra dwumianowego o masce  $3 \times 3$ . W przypadkach (a), (b) i (c) analizie poddano dwie serie obrazów o średnich średnicach  $d_\tau = 2.1$  px oraz  $d_\tau = 4.2$  px, maksimum intensywności cząstek  $I_{max} = 200$  LSB i różnych poziomach szumu: a)  $\sigma_n = 0$  LSB, b)  $\sigma_n = 2$  LSB, c)  $\sigma_n = 5$  LSB. W przypadku (d) wygenerowano obrazy z szumem  $\sigma_n = 2$  LSB, o średnicach cząstek  $d_\tau = 3.2$  px,  $\sigma_{d_\tau} = 1.0$  px, intensywności maksimum cząstek  $I_{max} = 200$  LSB i braku fluktuacji maksimum intensywności oraz z fluktuacjami o odchyleniu  $\sigma_{I_{max}} = 50$  LSB.

Z analizy krzywych symulacyjnych można wyciągnąć następujące wnioski:

- dla niewielkich gęstości (mniejszych od 30 cząstek w obszarze  $32 \times 32$  px<sup>2</sup>) gęstość wyznaczana jest bliska gęstości rzeczywistej,
- niewielki szum wpływa korzystnie na dokładność estymowanych gęstości, szczególnie dla większych gęstości,
- najbliższe rzeczywistym gęstościom wartości uzyskano wykrywając maksima w otoczeniu 4 pikseli bez wstępnej filtracji,
- dla niewielkich gęstości (mniejszych od 30 cząstek) wszystkie metody zwracają podobne gęstości,
- wstępna filtracja znacząco wpływa na uzyskiwane gęstości powodując ich niedoszacowanie dla dużych gęstości,
- fluktuacje maksimum intensywności cząstek mają niewielki wpływ na estymowane gęstości (rys. 3.14d),
- wraz ze wzrostem średnicy cząstek niedoszacowanie gęstości jest coraz większe.

Uzyskane symulacyjnie wyniki pokazują, że metoda oparta na wykrywaniu maksimum daje gęstości bliskie rzeczywistym dla stosunkowo niewielkich gęstości. Szczególnie duże odstępstwa uzyskano w przypadku z rys. 3.14d dla gęstości przekraczających 70 cząstek, jednak jest to przypadek, w którym średnice cząstek są duże i przy takich gęstościach większość cząstek nakłada się na siebie. Przykładowy obraz dla przypadku z rys. 3.14d, dla gęstości 100 cząstek zamieszczono na rys. 3.15d. Pomimo niekorzystnych wyników dla dużych gęstości metoda z wykrywaniem maksimum może być z powodzeniem stosowana w anemometrii obrazowej w przypadkach gdzie konieczna jest adaptacja algorytmu w zależności od lokalnej gęstości. Najczęściej zakres gęstości, dla których algorytmy się adaptują leży w obszarze niewielkich gęstości, np. decyzja o wyborze metody śledzenia cząstek (PTV) czy metody korelacyjnej (PIV) odbywa się na poziomie gęstości kilku cząstek w analizowanym oknie. Przy prawidłowo dobranych warunkach pomiaru w anemometrii obrazowej uzyskuje się obrazy o niewielkich cząstkach, stosunkowo dużej gęstości, ale dość dobrej separacji cząstek, gdzie powyższa metoda daje dobre rezultaty.



Rys. 3.15 Przykładowe obrazy wielkości  $256 \times 256 \text{ px}^2$  o różnej gęstości cząstek z dodanym szumem białym ( $\sigma_n = 2 \text{ LSB}$ ). Cząstki o średniej średnicy  $d_\tau = 2.1 \text{ px}$ , odchyleniu standardowym średnicy  $\sigma_{d_\tau} = 0.5 \text{ px}$ , maksimum intensywności  $I_{max} = 200 \text{ LSB}$  oraz średniej gęstości w obszarze  $32 \times 32 \text{ px}^2$ : a) 20 cząstek, b) 100 cząstek, c) 200 cząstek. Cząstki o średniej średnicy  $d_\tau = 3.2 \text{ px}$ , odchyleniu standardowym średnicy  $\sigma_{d_\tau} = 1.0 \text{ px}$ , średniej intensywności maksimum  $I_{max} = 200 \text{ LSB}$ , odchyleniu standardowym maksimum intensywności  $\sigma_{I_{max}} = 50 \text{ LSB}$  oraz średniej gęstości w obszarze  $32 \times 32 \text{ px}^2$  równej 100 cząstek (d).

### 3.3.4 Oprogramowanie do identyfikacji cząstek

Oprogramowanie do identyfikacji cząstek zostało stworzone jako biblioteka funkcji w środowisku Matlab. Poszczególne funkcje zostały napisane w języku Matlab, a te bardziej czasochłonne w języku C++ jako funkcje MEX. Biblioteka zawiera grupy funkcji odpowiedzialne za:

- segmentację obrazu - funkcja dokonuje segmentacji cząstek z użyciem algorytmu przedstawionego w p. 3.2,
- estymację parametrów cząstek,
- estymację lokalnych gęstości cząstek.

W przypadku funkcji dokonującej segmentacji obrazu na wejściu podaje się obraz do segmentacji oraz parametry segmentacji, a na wyjściu uzyskuje się strukturę opisującą wynik segmentacji, tablicę ze współrzędnymi punktów o maksymalnej intensywności cząstek, tablicę liczby pikseli należących do danej cząstki oraz maskę, w której grupie pikseli należących do danej cząstki przypisuje się identyfikator cząstki. Funkcja wyszukuje maksimum intensywności analizując, w zależności od wyboru użytkownika, cztero lub ośmiopunktowe otoczenie potencjalnego maksimum.

### 3.4 Konwersja pól próbkowanych na siatkach nieregularnych do pól o siatkach z innym rozmieszczeniem węzłów

W przypadku otrzymywania, w wyniku pomiarów, pól nierównomiernie spróbkowanych przestrzennie, czyli pól o wartościach rozłożonych w węzłach siatki nieregularnej, często istnieje konieczność konwersji takich pól do siatek regularnych lub do siatek nieregularnych o inaczej rozmieszczonych węzłach. Konwersja pól o siatkach nieregularnych jest znacznie bardziej złożona obliczeniowo od konwersji pól równomiernie spróbkowanych. Konwersję takich pól można uzyskać w wyniku interpolacji lub aproksymacji.

Cohn i Koochesfahani (2000) przeanalizowali symulacyjnie dokładności aproksymacji prędkości do siatki regularnej używając dopasowania metodą najmniejszych kwadratów wielomianów 2, 3 i 4 stopnia. Ich zdaniem aproksymacja wielomianami zapewnia duże dokładności, lecz ma znaczne wymagania obliczeniowe. Theunissen i in. (2004) zaproponowali użycie mniej wymagającej obliczeniowo metody uśredniania ważonego funkcją Gaussa, w której uzyskali niewiele gorsze dokładności. Spedding i Rignot (1993) porównując ważne funkcją Gaussa uśrednianie z interpolacją kołowo symetryczną funkcją sklejaną TPS (*Thin - Plate Spline*) uzyskali dwa razy większą dokładność interpolacji z użyciem funkcji sklejaných. Zauważyli, że w jednym i w drugim przypadku duży wpływ na



uzyskane dokładności ma odpowiedni dobór smukłości funkcji Gaussa lub parametru wygładzania w przypadku funkcji sklepanych. David i in. (2002) porównali metody konwersji z siatki nieregularnej do regularnej i odwrotnie: ważone uśrednianie, dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów oraz interpolację z użyciem funkcji sklepanych. Theunissen i in. (2007) w adaptacyjnej ze zmienną rozdzielczością i zmiennym próbkowaniem metodzie PIV do konwersji z siatki nieregularnej wykorzystali interpolację z użyciem triangulacji Delaunay.

W niniejszym punkcie testom poddano kilka metod konwersji - interpolację globalną funkcjami sklepanymi TPS, interpolację lokalną funkcjami TPS, aproksymację lokalną wielomianami drugiego i trzeciego stopnia oraz aproksymację z użyciem ważonej funkcją Gaussa uśredniania, zdaniem autora najbardziej odpowiednich do wykorzystania w metodach pomiarowych będących przedmiotem niniejszej pracy. W pracach poświęconych konwersji pól prędkości głównie testowano metody konwertujące na spróbkowanych polach reprezentujących pojedyncze struktury wirowe (Spedding i Rignot 1993, David i in. 2002), nie badano wpływu metody na odtwarzanie widma. Ze względu na różne sposoby testowania, dane wejściowe oraz sposoby określania dokładności metod wyniki tych prac trudno między sobą porównywać. W niniejszej pracy testy przeprowadzono dokonując konwersji syntetycznego pola turbulentnego. Nierównomiernie spróbkowane pole turbulentne konwertowano do pola równomiernie spróbkowanego, dla którego następnie wyznaczano widmo energii oraz błąd RMS względem wejściowego pola spróbkowanego równomiernie. Testy przeprowadzono w celu porównania dokładności wybranych metod, oceny ich skuteczności do zastosowań w przypadku nierównomiernego próbkowania oraz oceny zdolności odtwarzania widma pól wejściowych. Do testów wybrano syntetyczne pole turbulentne ze względu na złożoność struktury przestrzennej, strukturę podobną do pól spotykanych w rzeczywistych przepływach oraz znajomość i wpływ na widmo energii.

#### **3.4.1 Interpolacja z użyciem funkcji TPS**

Nazwa funkcji TPS pochodzi od cienkiej płytki (blachy), ponieważ funkcje te minimalizują energię ugięcia takiej płytki generując gładką powierzchnię. W kontekście mechaniki płynów funkcje TPS minimalizują Laplasjan wektorowego pola prędkości elementów płynu (Spedding i Rignot 1993). Funkcje TPS charakteryzują się radialną symetrią i nie mają żadnych parametrów wymagających kalibracji, przez co są bardzo wygodne w użyciu. Rozwiązaniem zagadnienia interpolacji jest funkcja postaci (Beatson i in. 1999)

$$f(\mathbf{x}) = p(\mathbf{x}) + \sum_{i=1}^N \lambda_i \phi(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) \quad (3.9)$$

gdzie:

$\phi(r)$  - radialna funkcja bazowa, w tym przypadku funkcja TPS postaci  $\phi(r) = r^2 \log r$ ,

$\lambda_i$  - wyznaczone w zagadnieniu interpolacyjnym współczynniki,

$p(\mathbf{x})$  - wielomian niskiego stopnia, w tym przypadku pierwszego,

$N$  - liczba punktów użytych do interpolacji,

$\mathbf{x}_i$  - wektor reprezentujący współrzędne  $i$ -tego węzła interpolowanego pola.

Proces interpolacji sprowadza się do rozwiązania zagadnienia  $f(\mathbf{x}_i) = u_i$  dla  $i = 1, 2, \dots, N$ , które prowadzi do równania macierzowego

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{P} \\ \mathbf{P}^T & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{\lambda} \\ \mathbf{c} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}, \quad (3.10)$$

gdzie:

$u_i$  - wartość interpolowanego pola w  $i$ -tym węźle,

$\mathbf{c}$  - wektor współczynników wielomianu  $p(\mathbf{x})$ ,

$A_{i,j} = \phi(\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|)$ ,  $i, j = 1, \dots, N$ ,

$P_{i,j} = p_j(\mathbf{x}_i)$ ,  $i = 1, \dots, N, j = 1, \dots, l$ .

Bezpośrednie rozwiązanie równania (3.10) dla pola o  $N$  węzłach wymaga  $O(N^3)$  operacji i pamięci  $O(N^2)$ , co przy współczesnych komputerach pozwala na interpolację pól o niewielkiej liczbie węzłów ( $N < 10000$ ). Beatson i in. (1999) opracowali iteracyjną metodę rozwiązania zagadnienia interpolacyjnego, z użyciem radialnych funkcji bazowych, charakteryzującą się złożonością  $O(N \log N)$  operacji i wymaganiami na pamięć  $O(N)$ , która została zaimplementowana w komercyjnym oprogramowaniu FastRBF Toolbox (FarField Technology, Nowa Zelandia).

W niniejszej pracy testom poddano globalną interpolację funkcjami TPS wykorzystującą wszystkie punkty pola interpolowanego oraz metodę lokalną. W metodzie lokalnej do wyznaczenia wartości pola  $u_e(\mathbf{x})$  w zadanym punkcie  $\mathbf{x}$  równanie (3.10) rozwiązywano dla niewielkiej liczby punktów pola należących do otoczenia punktu  $\mathbf{x}$ . Dla każdego punktu  $\mathbf{x}$  znajdowano  $N$  najbliższych punktów pola i rozwiązywano równanie (3.10), a następnie mając współczynniki  $\boldsymbol{\lambda}$  z funkcji (3.9) wyznaczano wartość pola  $u_e(\mathbf{x})$ . Celem zaproponowania i przetestowania lokalnej interpolacji było uniezależnienie się od liczby węzłów interpolowanego pola, która jest dużym ograniczeniem metod globalnych. Interpolację przeprowadzano dla każdej składowej wektora prędkości odrębnie.

### 3.4.2 Aproksymacja wielomianami

W aproksymacji wielomianami do fragmentu pola prędkości wokół punktu  $\mathbf{x}$  dopasowywano wielomian drugiego i trzeciego stopnia. Wybrano następujące wielomiany:

$$f(x, y) = a_0 + a_1x + a_2y + a_3x^2 + a_4xy + a_5y^2, \quad (3.11)$$

$$f(x, y) = a_0 + a_1x + a_2y + a_3x^2 + a_4xy + a_5y^2 + a_6x^3 + a_7x^2y + a_8xy^2 + a_9y^3. \quad (3.12)$$

Dla każdego punktu  $\mathbf{x}$ , w którym aproksymowano prędkość, znajdowano  $N$  najbliższych punktów pola  $(\mathbf{x}_k, u_k)$ ,  $k = 1, \dots, N$ . Współczynniki wielomianów  $[a^0, \dots, a^n]$  uzyskiwano metodą najmniejszych kwadratów minimalizując wyrażenie (Brandt 2002)

$$\sum_{k=1}^N (u_k - f(\mathbf{x}_k))^2. \quad (3.13)$$

Dla każdej ze składowych wektora prędkości przeprowadzono odrębną aproksymację.

### 3.4.3 Ważone uśrednianie funkcją Gaussa

W uśrednianiu funkcją Gaussa wokół każdego aproksymowanego położenia  $\mathbf{x}$  znajdowano  $N$  najbliższych punktów o współrzędnych  $\mathbf{x}_k$  i prędkościach  $u_k$  ( $k = 1, \dots, N$ ), dla których wyznaczano prędkość  $u_e(\mathbf{x})$  z zależności

$$u_e(\mathbf{x}) = \frac{\sum_{k=1}^N w_k(\mathbf{x}) u_k}{\sum_{k=1}^N w_k(\mathbf{x})}, \quad (3.14)$$

gdzie funkcja ważąca została określona następująco

$$w_k(\mathbf{x}) = e^{-\frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_k\|^2}{2\sigma_g^2}}. \quad (3.15)$$

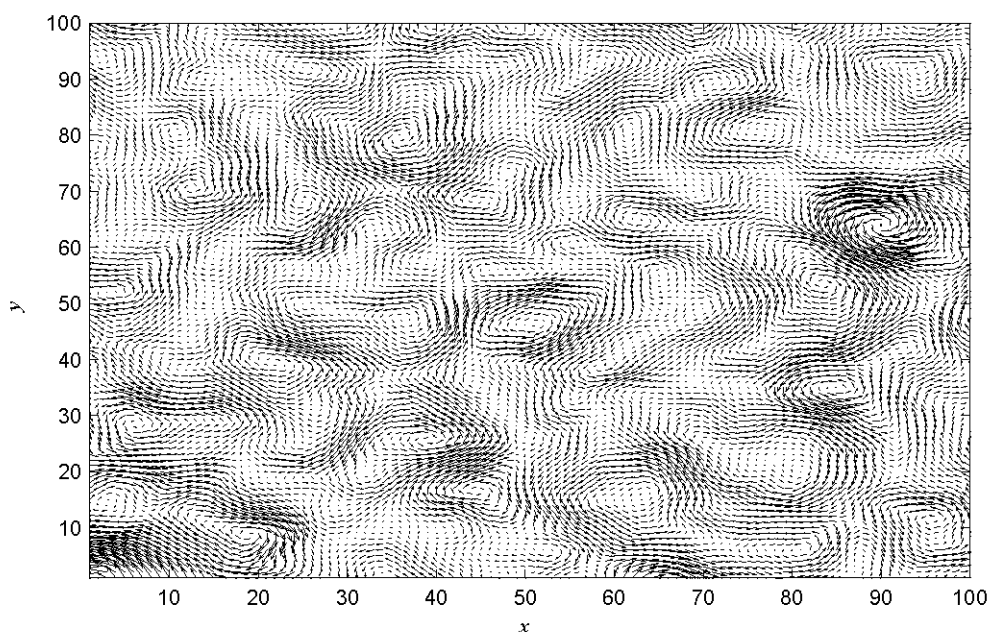
Wyrażenie (3.14) obliczano dla każdej składowej prędkości odrębnie oraz w każdym punkcie  $\mathbf{x}$  z odrębnie wyznaczonym zestawem punktów  $(\mathbf{x}_k, u_k)$ .

### 3.4.4 Testy metod konwersji pól

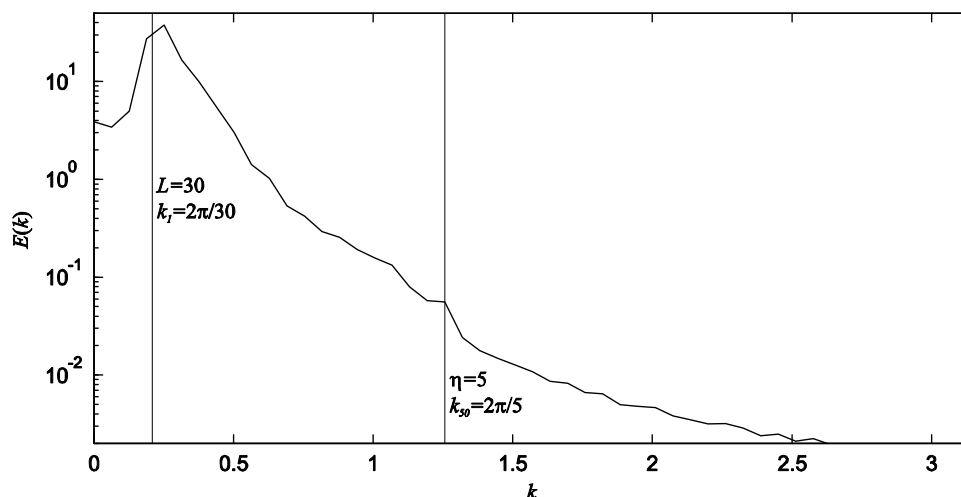
Do testów wygenerowano pole turbulентne metodą symulacji kinematycznej (Fung i in. 1992, Fung i Perkins 2008) o 50 składowych Fouriera rozłożonych w postępie geometrycznym w zakresie skal od  $\eta = 5$  do  $L = 30$ . Przyjęto odległość jako wielkość bezwymiarową, ponieważ w badaniu metod ważne są tylko relacje względne. W każdym z testów używano dokładnie tego samego pola, o tych samych parametrach poszczególnych składowych Fouriera, jedynie spróbkowanego w innych punktach (na innych siatkach). Dokładność metod wyznaczano względem pola spróbkowanego w regularnej siatce  $\{1, 2, \dots, 100\} \times \{1, 2, \dots, 100\}$  o liczbie  $100^2$  węzłów, traktowanego jako pole odniesienia. Każde spróbkowane pole, w

regularnej lub nieregularnej siatce, wykorzystywane w testach konwertowano z użyciem badanej metody do pola regularnie próbkowanego o siatce takiej jak siatka pola odniesienia. Użycie pola o zadanym, odpowiednio szerokim widmie energii pozwoliło na zbadanie poszczególnych metod konwersji pod kątem dokładności odtwarzania widma energii pola oraz na zbadanie wpływu nierównomiernego próbkowania na widmo.

Pole odniesienia zostało próbkowane równomiernie w odstępach co 1 w obu osiach, więc zgodnie z twierdzeniem o próbkowaniu pozwala na pełne odtworzenie widma pola źródłowego pod warunkiem, że widmo pola źródłowego nie zawiera składowych o długościach fali krótszych niż 2. W wygenerowanym polu najkrótsza składowa Fouriera charakteryzowała się długością ponad dwa razy większą ( $\eta = 5$ ), natomiast w przypadku najdłuższej składowej ( $L = 30$ ) w przyjętej siatce  $100^2$  punktów mieściły się co najmniej 3 pełne okresy wzdłuż każdej z osi. Pole odniesienia zostało przedstawione na rys. 3.16, natomiast jego widmo na rys. 3.17. Na rysunku przedstawiającym widmo pola umieszczono dwie pionowe linie reprezentujące wektory falowe, dla fali najkrótszej ( $\eta$ ) oraz dla fali najdłuższej ( $L$ ), pokazujące obszar generowanych w generatorze pola turbulentnego składowych.



Rys. 3.16 Turbulentne pole odniesienia użyte w testach.



Rys. 3.17 Widmo energii turbulentnego pola użytego w testach. Pionowe linie reprezentują wektory falowe odpowiadające składowym Fouriera, o minimalnej i maksymalnej długości fali, użytym w symulacji kinematycznej.

W metodach lokalnych konwersji wartość pola w danym punkcie wyznaczano na podstawie  $N$  najbliższych temu punktowi punktów pola konwertowanego. Każdą z metod testowano dla  $N$  równego 10, 20 oraz 30 punktów. Współrzędne punktów pól próbkowanych nieregularnie generowano w przedziale  $\langle 1,100 \rangle$  używając generatora liczb losowych o rozkładzie jednorodnym. Ponieważ w przypadku pól o siatkach nierównomiernych, generowanych losowo, błąd RMS konwersji zależy od realizacji obliczono błędy średnie  $\overline{ERMS_u}$  oraz odchylenia standardowe  $\sigma_{ERMS_u}$  z  $N_r = 100$  realizacji. Wyznaczane błędy określono następująco:

$$ERMS_u(j) = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_u} \|\mathbf{u}_{ej}(i) - \mathbf{u}_{true}(i)\|^2}{N_u}}}{\max |\mathbf{u}_{true}|} * 100\%, \quad (3.16)$$

$$\overline{ERMS_u} = \frac{\sum_{i=1}^{N_r} ERMS_u(i)}{N_r}, \quad (3.17)$$

$$\sigma_{ERMS_u} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_r} (ERMS_u(i) - \overline{ERMS_u})^2}{N_r - 1}}, \quad (3.19)$$

gdzie:

$\mathbf{u}_{ej}$  - pole próbkowane równomiernie, uzyskane w wyniku konwersji w  $j$ -tej realizacji,

$\mathbf{u}_{true}$  - pole odniesienia,

$N_u$  - liczba wektorów pola, dla pola odniesienia równa  $100^2$ ,

$N_r$  - liczba realizacji równa 100,

$ERMS_u(j)$  - błąd RMS  $j$ -tej realizacji odniesiony do maksymalnej wartości pola odniesienia, wyrażony w %.

Dla wygenerowanego pola turbulentnego, przy próbkowaniu równomiernym, minimalny odstęp próbkowania spełniający twierdzenie o próbkowaniu wynosi 2.5 w każdej z osi, co odpowiada gęstości  $40^2$  punktów w polu o wymiarach  $100 \times 100$ . W przypadku nierównomiernego próbkowania do określenia gęstości próbkowania użyto gęstości średniej. Testy przeprowadzono na polach równomiernie i nierównomiernie próbkowanych o gęstościach  $100^2$ ,  $70^2$ ,  $50^2$  i  $30^2$  punktów w obszarach o wymiarach  $100 \times 100$ , a ich wyniki przedstawiono w tab. 3.3 - 3.6. Pierwszy wiersz w tabeli dla danego  $N$  zawiera błędy RMS poszczególnych metod konwersji dla siatki regularnej, natomiast następne dwa błąd średni RMS oraz odchylenie standardowe tego błędu dla siatek nieregularnych.

Najniższy błąd RMS spośród wszystkich metod uzyskano dla interpolacji globalnej oraz lokalnej funkcjami TPS. Dla gęstości  $100^2$  punktów błąd interpolacji globalnej dla siatki regularnej wyniósł 0.32%, natomiast dla siatki nieregularnej błąd średni wyniósł 0.453% przy odchyleniu standardowym 0.033%. W prawie wszystkich przypadkach błąd interpolacji lokalnej był wyższy od błędu interpolacji globalnej. Przy gęstości  $100^2$  punktów i interpolacji lokalnej z 30 punktów błąd interpolacji lokalnej był o 8.4% (błędu interpolacji globalnej) wyższy, przy gęstości  $70^2$  punktów o 4.2% wyższy, przy gęstości  $50^2$  punktów o 1.2% wyższy, natomiast przy gęstości  $30^2$  punktów o 0.8% wyższy niż dla interpolacji globalnej. Wraz ze zmniejszaniem gęstości próbkowania różnica pomiędzy interpolacją funkcjami TPS globalną a interpolacją lokalną malała. Wraz ze zmniejszaniem liczby punktów otoczenia w interpolacji lokalnej błąd rósł, jednak wzrost ten był coraz mniejszy wraz ze zmniejszaniem gęstości próbkowania.

W przypadku aproksymacji wielomianami błąd malał wraz ze zmniejszaniem liczby punktów branych do aproksymacji, natomiast dla danej liczby punktów w przypadku wielomianu trzeciego stopnia uzyskano mniejszy błąd RMS, niż w przypadku wielomianu drugiego stopnia. Aproksymacja wielomianem trzeciego stopnia wymagała co najmniej 11 punktów a wielomianem drugiego stopnia co najmniej 7 punktów. Wzrost błędu wraz ze zwiększaniem liczby punktów użytych do aproksymacji wynika z dopasowywania wielomianu stosunkowo niskiego stopnia do coraz większej powierzchni pola aproksymowanego, stąd dla wielomianu drugiego stopnia przy  $N = 10$  punktów uzyskano mniejszy błąd niż dla wielomianu trzeciego stopnia przy  $N = 20$  punktów. Dla wielomianu

drugiego stopnia przy siatce nieregularnej o gęstości próbkowania  $100^2$  punktów,  $N = 10$  punktów uzyskano średni błąd RMS równy 0.9%, który jest 2.2 razy większy niż dla interpolacji globalnej funkcjami TPS.

Tab. 3.3 Błędy RMS dla siatki regularnej (reg) i nieregularnej (nreg) uzyskane w testach metod konwersji dla gęstości próbkowania  $100^2$  punktów.

Liczba punktów		Interpolacja lokalna TPS	Aproksymacja lokalna wielomianami		Ważone uśrednianie funkcją Gaussa			Interpolacja globalna TPS
			2 st.	3 st.	$\sigma_g = 1$	$\sigma_g = 2$	$\sigma_g = 4$	
30	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.31	1.37	1.09	3.21	5.91	6.93	0.32
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.453	1.79	1.318	3.977	6.31	7.32	0.418
	$\sigma_{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.033	0.04	0.043	0.053	0.07	0.08	0.032
20	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.31	1.02	0.47	2.99	4.87	5.59	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.503	1.223	0.9	3.844	5.35	5.92	
	$\sigma_{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.032	0.042	0.9	0.052	0.07	0.08	
10	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.33	0.25	-	2.64	3.54	3.78	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.771	0.9	-	3.54	4.20	4.42	
	$\sigma_{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.027	0.1	-	0.05	0.06	0.06	

Tab. 3.4 Błędy RMS dla siatki regularnej (reg) i nieregularnej (nreg) uzyskane w testach metod konwersji dla gęstości próbkowania  $70^2$  punktów.

Liczba punktów		Interpolacja lokalna RBF	Aproksymacja lokalna wielomianami		Ważone uśrednianie funkcją Gaussa			Interpolacja globalna RBF
			2 st.	3 st.	s=1	s=2	s=4	
30	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.40	3.50	3.13	3.21	7.61	10.20	0.41
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	1.243	4.248	3.54	4.98	8.3	10.78	1.19
	$\sigma_{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.071	0.072	0.11	0.09	0.1	0.11	0.07
20	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.41	2.20	1.63	3.20	6.68	8.26	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.503	3.00	2.40	4.97	7.55	9.08	
	$\sigma_{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.072	0.08	0.23	0.09	0.11	0.11	
10	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.50	0.89	-	2.96	4.78	5.41	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.77	2.2	-	4.87	6.22	6.85	
	$\sigma_{ERMS}_u$ [%] (nreg)	0.07	0.3	-	0.09	0.11	0.11	

W przypadku ważonego uśredniania funkcją Gaussa błąd rósł wraz ze wzrostem liczby punktów uśrednianych oraz wraz ze wzrostem szerokości funkcji (parametr  $\sigma_g$ ), co wynika z coraz większego wpływu punktów bardziej oddalonych. Dla siatki nieregularnej o gęstości próbkowania  $100^2$  punktów,  $N = 10$  punktów i  $\sigma_g = 1$  uzyskano średni błąd RMS równy 3.54%, który jest 8.5 razy większy od błędu interpolacji globalnej funkcjami TPS, natomiast

dla gęstości próbkowania  $30^2$  punktów błąd był 1.5 razy większy od błędu interpolacji globalnej funkcjami TPS.

Tab. 3.5 Błędy RMS dla siatki regularnej (reg) i nieregularnej (nreg) uzyskane w testach metod konwersji dla gęstości próbkowania  $50^2$  punktów.

Liczba punktów		Interpolacja lokalna RBF	Aproksymacja lokalna wielomianami		Ważone uśrednianie funkcją Gaussa			Interpolacja globalna RBF
			2 st.	3 st.	s=1	s=2	s=4	
30	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.87	6.85	6.14	3.26	8.34	13.39	0.86
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	3.00	7.94	6.93	6.81	9.60	14.08	2.97
	$\sigma_{ERMS_u}$ [%] (nreg)	0.16	0.14	0.17	0.15	0.16	0.17	0.16
20	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	0.92	4.82	3.98	3.26	8.01	11.47	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	3.04	6.09	5.35	6.81	9.34	12.46	
	$\sigma_{ERMS_u}$ [%] (nreg)	0.16	0.15	0.45	0.15	0.17	0.17	
10	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	1.20	2.36	-	3.24	6.65	8.33	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	3.38	4.70	-	6.80	8.43	9.89	
	$\sigma_{ERMS_u}$ [%] (nreg)	0.15	0.41	-	0.15	0.17	0.18	

Tab. 3.6 Błędy RMS dla siatki regularnej (reg) i nieregularnej (nreg) uzyskane w testach metod konwersji dla gęstości próbkowania  $30^2$  punktów.

Liczba punktów		Interpolacja lokalna RBF	Aproksymacja lokalna wielomianami		Ważone uśrednianie funkcją Gaussa			Interpolacja globalna RBF
			2 st.	3 st.	s=1	s=2	s=4	
30	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	4.71	13.73	12.85	7.08	8.55	16.47	4.67
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	7.96	15.39	14.35	12.11	12.20	17.70	7.9
	$\sigma_{ERMS_u}$ [%] (nreg)	0.31	0.3	0.34	0.34	0.36	0.27	0.3
20	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	4.75	10.91	9.92	7.08	8.55	15.65	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	8.00	13.08	12.9	12.11	12.19	17.03	
	$\sigma_{ERMS_u}$ [%] (nreg)	0.31	0.35	1.7	0.34	0.36	0.28	
10	$\overline{ERMS}_u$ [%] (reg)	4.92	6.99	-	7.08	8.42	13.08	
	$\overline{ERMS}_u$ [%] (nreg)	8.29	11.84	-	12.11	12.11	15.1	
	$\sigma_{ERMS_u}$ [%] (nreg)	0.33	1.3	-	0.34	0.36	0.3	

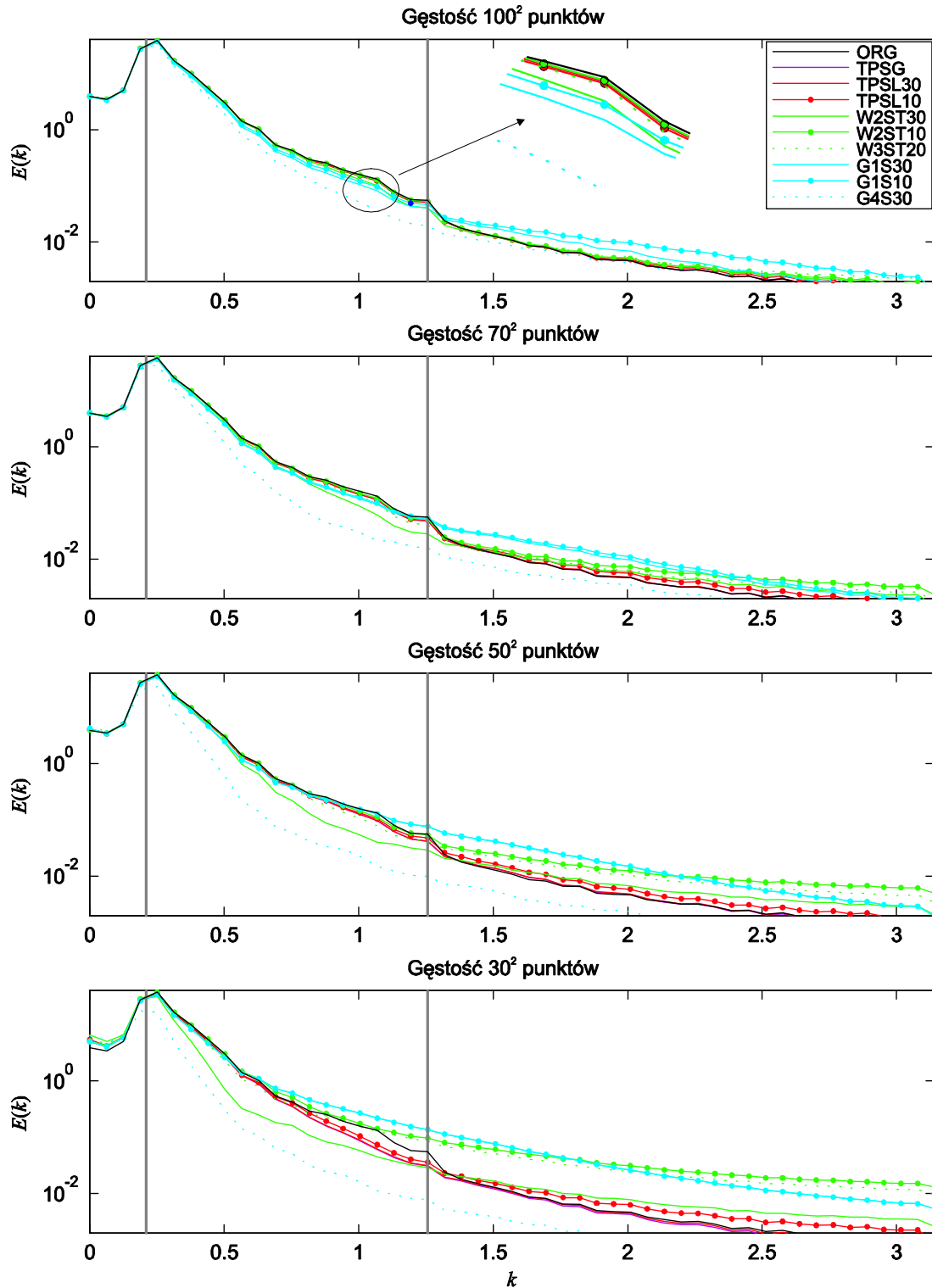
Na rys. 3.18 przedstawiono widma energii pól, po konwersji testowanymi metodami z siatek nieregularnych, dla różnych średnich gęstości próbkowania. Na rys. 3.19 przedstawiono rozrzuty widm, wybranych metod, wyznaczonych w wyniku symulacji. Widma  $E(k)$  przedstawiono w funkcji wektora falowego  $k = 2\pi/\lambda$ , gdzie  $\lambda$  jest długością fali. Analizując widma energii zauważono, że w przypadku aproksymacji wielomianami i ważonego uśredniania wraz ze wzrostem powierzchni obszaru aproksymacji (większe  $N$  lub  $\sigma_g$ ) odstępstwo widma po konwersji od widma pola odniesienia wzrasta. Aproksymacja



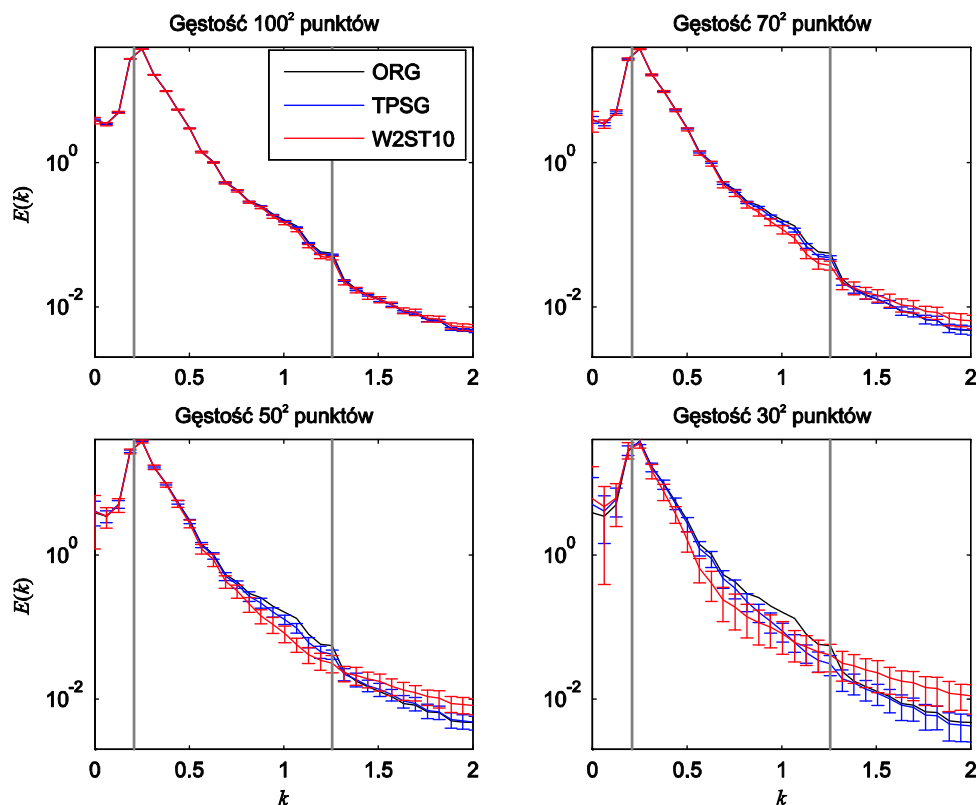
wielomianami i ważone uśrednianie mają charakter filtru dolnoprzepustowego. W przypadku gęstości  $50^2$  i  $30^2$  punktów, ważonego uśredniania i aproksymacji wielomianem drugiego stopnia dla  $N = 10$  punktów, w przedziale krótszych długości fali energia widma po konwersji przewyższała energię pola odniesienia. Wzrost ten wystąpił tylko dla najmniejszej liczby punktów branych do aproksymacji, z czego wynika, że przy niewielkich gęstościach próbkowania, gdzie punkty są bardziej od siebie oddalone, oraz zbyt małej liczbie punktów branych do aproksymacji wzrasta szum w zakresie wyższych częstotliwości. Podobnie jak w przypadku błędu RMS metody oparte na interpolacji funkcjami TPS charakteryzowały się bardzo dobrym odtwarzaniem widma, gdzie dopiero znaczący spadek energii w zakresie krótszych długości fal wystąpił dla najmniejszych gęstości próbkowania.

Na rys. 3.20 przedstawiono rozmieszczenie punktów próbkowania oraz błędu pola uzyskanych prędkości, dla przykładowej realizacji, przy średniej gęstości próbkowania  $30^2$  punktów. Pola uzyskano z użyciem interpolacji globalnej funkcjami TPS dla próbkowania nierównomiernego i równomiernego. Na rys. 3.20a widać wzrost błędu w obszarach o mniejszej lokalnej gęstości próbkowania, gdzie w przypadku siatki regularnej ten błąd jest znacznie bardziej równomiernie rozłożony.

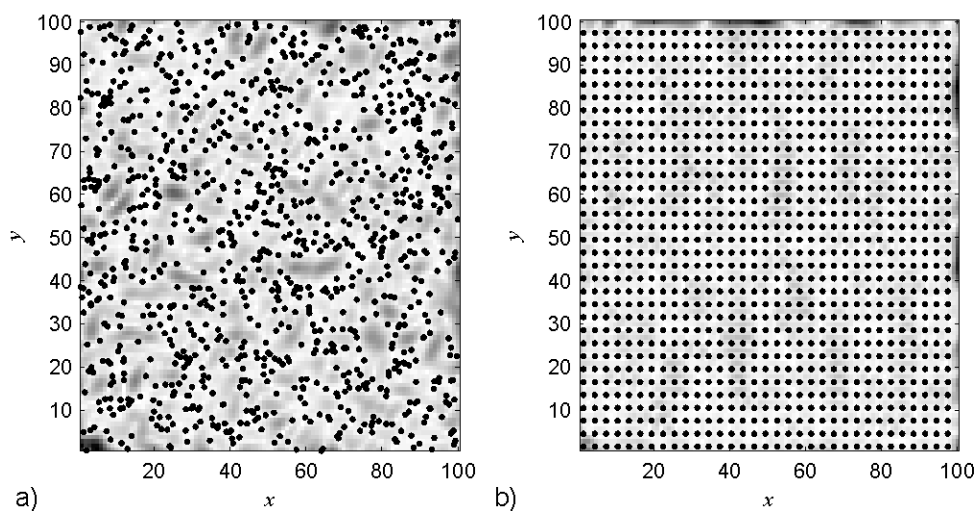
Podsumowując, najlepszą metodą konwersji pól okazała się interpolacja z użyciem funkcji TPS. Interpolacja lokalna na stosunkowo niewielkim otoczeniu punktu interpolowanego (30, 20 punktów) charakteryzowała się porównywalnym błędem i zdolnością odtwarzania widma energii do interpolacji globalnej, co jest znaczące ponieważ pozwala uniezależnić się od liczby punktów pola interpolowanego. Największe błędy wystąpiły w przypadku ważonego uśredniania funkcją Gaussa, co przy wydajnościach współczesnych komputerów podważa sensowność użycia tej metody. W przypadku ograniczonej mocy obliczeniowej lub czasu zamiast interpolacji funkcjami TPS można użyć aproksymacji wielomianami.



Rys. 3.18 Widma energii pól uzyskanych w wyniku konwersji dla średnich gęstości próbkowania  $100^2$ ,  $70^2$ ,  $50^2$  i  $30^2$  punktów. Oznaczenia poszczególnych metod: ORG - widmo pola odniesienia, TPSG - interpolacja globalna TPS, TPSL30, 10 - interpolacja lokalna TPS dla  $N = 30$  i  $N = 10$  punktów, W2ST30, 10 - aproksymacja wielomianem drugiego stopnia dla  $N = 30$  oraz  $N = 10$  punktów, W3ST20 - aproksymacja wielomianem trzeciego stopnia dla  $N = 20$  punktów, G1S30, 10 - ważone uśrednianie dla  $\sigma_g = 1$ ,  $N = 30$  oraz  $N = 10$  punktów, G4S30 - ważone uśrednianie dla  $\sigma_g = 4$  i  $N = 30$  punktów.



Rys. 3.19 Widma energii pól uzyskanych w wyniku konwersji, wraz z zaznaczonym rozrzutem widma, dla średnich gęstości próbkowania  $100^2$ ,  $70^2$ ,  $50^2$  i  $30^2$  punktów. Oznaczenia poszczególnych metod: ORG - widmo pola odniesienia, TPSG - interpolacja globalna TPS, W2ST10 - aproksymacja wielomianem drugiego stopnia dla  $N = 10$  punktów.



Rys. 3.20 Rozmieszczenie punktów próbkowania oraz błąd prędkości pola uzyskanego w wyniku konwersji metodą interpolacji globalnej TPS dla średniej gęstości próbkowania  $30^2$  punktów. Przykładowa realizacja dla a) pola próbkowanego nierównomiernie i b) pola próbkowanego równomiernie.



# 4

## Hybrydowa metoda estymacji pól prędkości

### 4.1 Charakterystyka

Niniejszy rozdział poświęcono omówieniu, opracowanej przez autora pracy, metody hybrydowej. W metodzie tej estymacja pól prędkości przebiega dwuetapowo, gdzie w pierwszym etapie użyto metody korelacyjnej z deformacją obrazu i zmniejszaniem okna analizy, natomiast w drugim etapie zastosowano metodę estymacji bazującą na przepływie optycznym. Propozycja metody wynika z wcześniejszych doświadczeń autora z różnymi algorytmami estymacji pól prędkości oraz z analizy literaturowej.

Metoda korelacyjna umożliwia wyznaczanie dalekich przemieszczeń, których zakres zależy od wielkości użytego okna w korelacji, natomiast ze względu na konieczność objęcia oknem co najmniej kilku cząstek charakteryzuje się niewielką rozdzielczością przestrzenną. Metody bazujące na przepływie optycznym ze swej natury nie pozwalają na estymację dalekich przemieszczeń, natomiast umożliwiają stosowanie okien obejmujących tylko jedną cząstkę. W pracy opracowano metodę bazującą na przepływie optycznym, w której estymacja przebiega w kilku skalach, dzięki czemu zwiększono zakres estymowanych przemieszczeń. Podejście dwuetapowej estymacji wydaje się uzasadnione ze względu na charakter rzeczywistych przepływów turbulentnych, które można rozpatrywać jako sumę przepływu

średniego o dużych prędkościach i niewielkich częstotliwościach oraz wysokoczęstotliwościowych fluktuacji o niewielkich amplitudach.

Połączenie metody korelacyjnej z metodą bazującą na przepływie optycznym zastosowali już wcześniej Heitz i in. (2008), gdzie wykorzystano podejście globalne z użyciem metody wariacyjnej i regularyzacji. Alvarez i in. (2009) zastosowali metodę korelacyjną do inicjalizacji algorytmu wariacyjnego, natomiast Sugii i in. (2000) zastosowali lokalną metodę Lucas - Kanade do poprawienia dokładności estymacji bazującej na korelacji.

W niniejszej pracy zastosowano algorytm lokalnej estymacji bazujący na przepływie optycznym. Użycie lokalnej estymacji nie wymagało stosowania regularyzacji globalnej, a przez to uniezależniono się od modelu przepływu. Estymacja w metodach wariacyjnych sprawia wiele problemów w przepływach turbulentnych, gdzie przepływ jest w pełni trójwymiarowy a analizę przeprowadza się w dwóch wymiarach. W zaproponowanym algorytmie przemieszczenia wyznacza się z użyciem siatki nieregularnej o węzłach umieszczonych w punktach gdzie znajdują się cząstki. Ponieważ wektory przemieszczeń wyznacza się tylko w punktach, gdzie znajdują się cząstki, więc prawdopodobieństwo uzyskania prawidłowego wektora jest największe, również dzięki temu uzyskuje się największą możliwą rozdzielczość przestrzenną.

Użycie siatek nieregularnych sprawia wiele problemów numerycznych, ponieważ wymaga konwersji położenia węzłów siatki, np. przy deformacji obrazu czy łączeniu z algorytmami wymagającymi siatek regularnych. Operowanie na siatkach nieregularnych jest bardziej wymagające obliczeniowo ze względu na sposób reprezentacji - opisu siatki w pamięci komputera. W pracach wykorzystujących algorytmy bazujące na przepływie optycznym najczęściej stosuje się siatki regularne (Heitz i in. 2008, 2010, Ruhnau i in. 2005, 2006, Ruhnau i Schnörr 2007, Champagnat i in. 2011, Corpetti i in. 2006).

## **4.2 Metoda estymacji przemieszczeń oparta na przepływie optycznym**

### **4.2.1 Lokalna metoda estymacji przemieszczeń**

Metody estymacji przemieszczeń bazujące na przepływie optycznym zostały omówione w p. 2.5. W niniejszym rozdziale przytoczono jeszcze raz równania lokalnej estymacji przemieszczeń, ale w nieco innej postaci, w celu omówienia opracowanej metody.

Lokalna metoda estymacji przemieszczeń, oparta na przepływie optycznym, w postaci ciągłej może być zapisana następująco (Heitz i in. 2010)

$$\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\mathbf{s}(\mathbf{x})} \int_{\mathbf{r} \in \mathbf{Q}(\mathbf{x})} W(\mathbf{x} - \mathbf{r}) \left( (\nabla I(\mathbf{r}))^T \mathbf{s}(\mathbf{x}) + \frac{\partial I(\mathbf{r})}{\partial t} \right)^2. \quad (4.1)$$

gdzie  $W(\mathbf{x})$  jest funkcją okna scentralizowaną wokół punktu  $(0, 0)$ , natomiast zbiór  $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$  reprezentuje współrzędne pikseli obrazu zlokalizowane wokół punktu  $\mathbf{x}$ , na które zostało nałożone okno  $W$ , i dla których jest wyznaczane przemieszczenie. Metoda (4.1) w wersji dyskretnej dla obrazów dwuwymiarowych przyjmuje postać (4.6, 4.7) znaną w literaturze poświęconej widzeniu komputerowemu jako metoda Lucas - Kanade (Baker i Matthews 2004). W literaturze dotyczącej anemometrii obrazowej metoda ta jest określana również metodą gradientów lub przestrzenno - czasową metodą różniczkową (Sugii i in. 2000, Yamamoto i Uemura 2009, Heitz i in. 2010). Rozwiązaniem (4.1) jest rozwiązanie układu

$$\mathbf{A}\mathbf{s} = \mathbf{b} \quad (4.2)$$

gdzie

$$\mathbf{A} = \mathbf{W} * [(\nabla I)(\nabla I)^T], \quad (4.3)$$

$$\mathbf{b} = -\mathbf{W} * \left[ \frac{\partial I}{\partial t} (\nabla I) \right] \quad (4.4)$$

operator  $*$  jest splotem.

#### 4.2.2 Bezpośrednia estymacja przemieszczeń

W wielu pracach, w których estymowano lokalnie wektory przemieszczeń do wyznaczania pochodnych cząstkowych używano schematów różnicowych (Sugii i in. 2000, Yamamoto i Uemura 2009, Yuan i in. 2005), co pozwalało na wyznaczanie gradientów w siatce o oczku nie mniejszym niż  $1 \times 1 \text{ px}^2$ . Taki sposób obliczania pochodnych nie pozwala na iteracyjne wyznaczanie przemieszczenia, tylko jednokrotnie, bezpośrednio z zależności

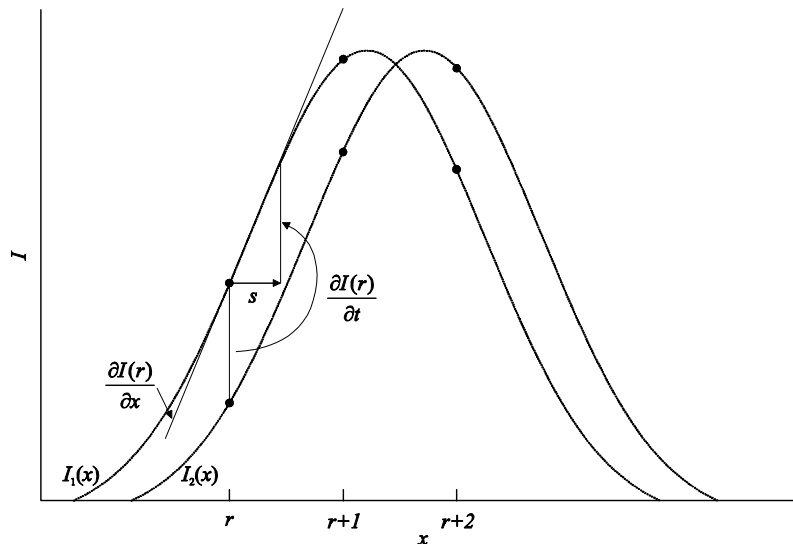
$$\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\mathbf{s}(\mathbf{x})} \sum_{\mathbf{r} \in \mathbf{Q}(\mathbf{x})} \left( (\nabla I(\mathbf{r}))^T \mathbf{s}(\mathbf{x}) + \frac{\partial I(\mathbf{r})}{\partial t} \right)^2. \quad (4.5)$$

Błąd estymacji przemieszczenia w tym przypadku rośnie wraz ze wzrostem przemieszczenia, ze względu na obliczanie dla każdego piksela o położeniu  $\mathbf{r}$  w oknie  $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$  gradientu tylko w jednym początkowym punkcie. Ten sposób wyznaczania przemieszczenia zilustrowano na rys. 4.1.

Obliczanie gradientów intensywności w anemometrii obrazowej sprawia wiele trudności ze względu na niewielkie rozmiary cząstek, często nie przekraczające pola  $3 \times 3 \text{ px}^2$ . Przy tak małych rozmiarach i dużej zmienności intensywności nie jest możliwe użycie dokładniejszych metod estymacji gradientów, operujących na większej liczbie pikseli. Sugii i

in. (2000) do wyznaczania gradientów użyli różnic skończonych trzeciego rzędu w przód i uśredniania gradientów z dwóch ramek. Yamamoto i Uemura (2009) stosowali różnice pierwszego rzędu w tył i wprzód z każdej z dwóch ramek obrazu oraz interpolację liniową. Tą metodą wyznaczali gradienty dla każdego piksela z pola o wielkości  $2 \times 2 \text{ px}^2$ . Pochodne wyznaczali iteracyjnie biorąc w każdym kroku coraz dokładniejszą estymatę przemieszczenia. Yuan i in. (2005) gradienty wyznaczali z użyciem filtru o masce wielkości  $3 \times 3$ . Użyta maska powstała w wyniku splotu masek filtru dolnoprzepustowego i filtru różniczkującego, np. dla pochodnej  $\frac{\partial I}{\partial x}$  miała postać

$$\begin{bmatrix} -1/8 & 0 & 1/8 \\ -1/4 & 0 & 1/4 \\ -1/8 & 0 & 1/8 \end{bmatrix}.$$

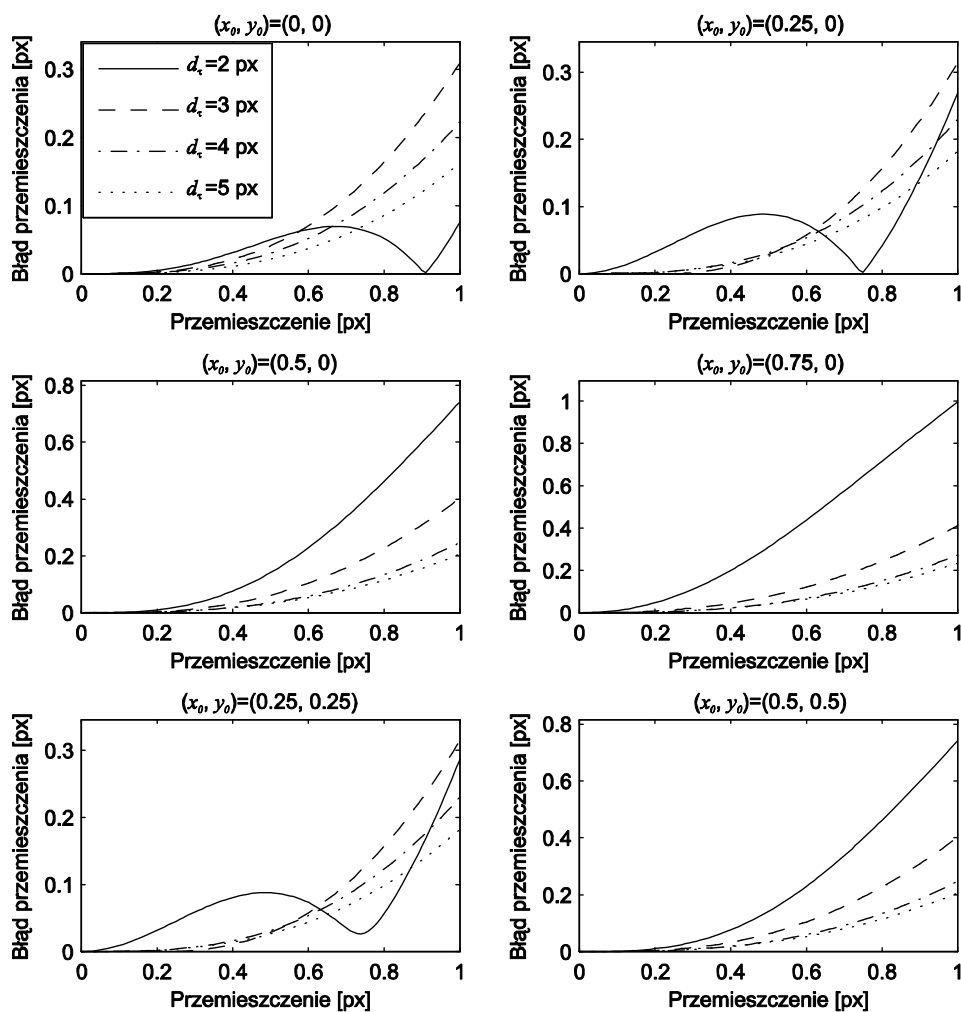


Rys. 4.1 Ilustracja metody bezpośredniego wyznaczania przemieszczenia na podstawie gradientu.

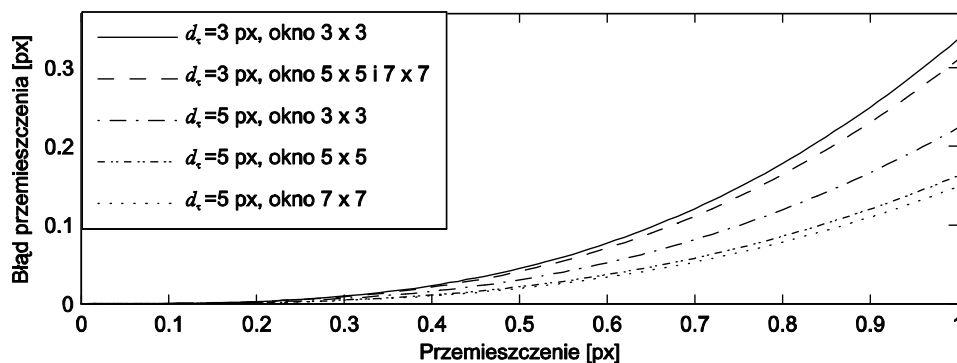
Aby oszacować dokładności jakie można uzyskać z przybliżenia (4.5), w przypadku obrazów cząstek o niewielkich średnicach, przeprowadzono symulacje numeryczne. Do symulacji wygenerowano obrazy z cząstkami o profilu funkcji Gaussa, a gradienty wyznaczano analitycznie. Dzięki analitycznemu obliczaniu pochodnych cząstkowych w symulacji, w przypadku rzeczywistych obrazów dokładność może być tylko niższa. Na rys. 4.2 przedstawiono zależność błędu estymacji przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla różnych położenia początkowych cząstek, dla cząstek o średnicach 2, 3, 4 i 5 px i oknie wielkości  $3 \times 3 \text{ px}^2$ . Z analizy tych wyników widać, że w zależności od położenia cząstki przy przemieszczeniu 0.5 px błąd estymacji przemieszczenia cząstki o średnicy 3 px może przekraczać 0.05 px i gwałtownie rośnie przy wzroście przemieszczenia. Na rys. 4.3



przedstawiono zależność błędu estymacji przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla cząstek o średnicach 3 i 5 px i okien o wielkościach  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  i  $7 \times 7$  px<sup>2</sup>, z których wynika, że w przypadku małych cząstek zwiększanie wielkości okna prawie nie wpływa na wzrost dokładności estymacji przemieszczenia.



Rys. 4.2 Zależność błędu estymacji przemieszczenia w funkcji zadanego przemieszczenia dla różnych średnic i położeń cząstek. W teście użyto okna analizy wielkości  $3 \times 3$  px<sup>2</sup> i gradientów wyznaczanych analitycznie.



Rys. 4.3 Zależność błędów przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla cząstek o średnicy 3 i 5 px oraz okien analizy różnej wielkości. Testy przeprowadzono dla cząstek o położeniu początkowym (0, 0).

### 4.2.3 Iteracyjna estymacja przemieszczeń

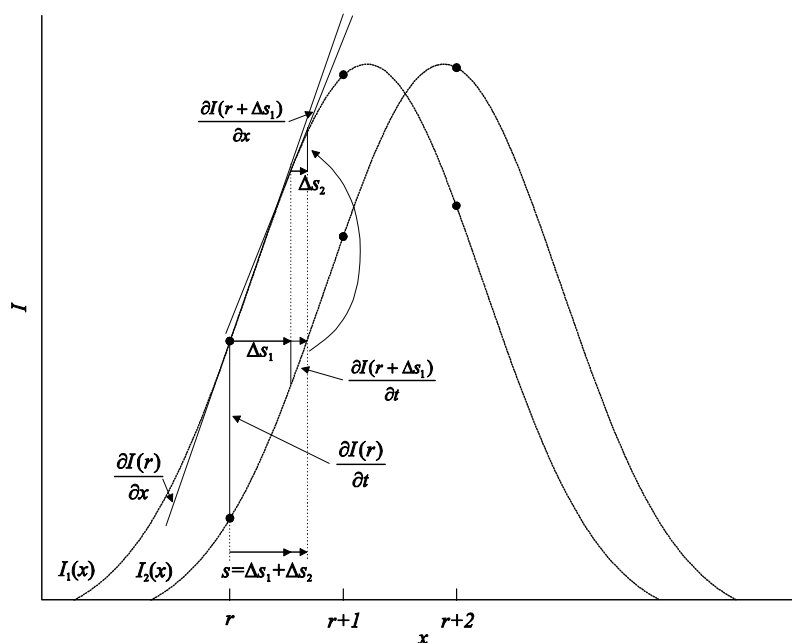
Znacznie większe dokładności niż w metodzie bezpośredniej można uzyskać wyznaczając przemieszczenie iteracyjnie, gdzie w każdym kroku wyznacza się przyrost przemieszczenia

$$\Delta s(x) = \arg \min_{\Delta s(x)} \sum_{r \in Q(x)} \left( \left( \nabla I(r + s(x)) \right)^T \Delta s(x) + \frac{\partial I(r + s(x))}{\partial t} \right)^2, \quad (4.6)$$

który przybliży przemieszczenie wynikowe

$$s \leftarrow s + \Delta s. \quad (4.7)$$

W metodzie tej konieczne jest obliczanie pochodnych cząstkowych intensywności obrazu w punktach pośrednich  $r + s(x)$  (pomiędzy pikselami).



Rys. 4.4 Ilustracja metody iteracyjnego wyznaczania przemieszczenia na podstawie gradientu.

Metoda ta jest szeroko stosowana w widzeniu komputerowym (ang. *computer vision*), gdzie intensywność obrazu stosunkowo wolno się zmienia i jest możliwe dokładne wyznaczanie pochodnych z użyciem interpolacji lub aproksymacji. W widzeniu komputerowym powszechnie stosuje się interpolację biliniową obrazu i schematy różnicowe (Baker i Matthews 2004). Le Besnerais i Champagnat (2005) w swoim algorytmie generującym gęste pole wektorów przemieszczeń pomiędzy obrazami zastosowali interpolację funkcjami B - sklejonymi trzeciego stopnia i wyznaczali pochodne bezpośrednio z równania interpolacyjnego.

Z przeglądu literatury dotyczącej anemometrii obrazowej, przeprowadzonego przez autora niniejszej pracy, wynika że metoda ta prawie (poza jednym przypadkiem) nie jest stosowana w anemometrii obrazowej. Champagnat i in. (2011) wyznaczali przemieszczenie iteracyjnie stosując biliniową interpolację intensywności obrazu oraz interpolację funkcjami B - sklejonymi trzeciego stopnia a gradienty wyznaczali z użyciem różnic centralnych pierwszego rzędu. Uzyskano dokładności porównywalne z metodą korelacyjną.

W celu oceny dokładności estymacji przemieszczeń cząstek metodą iteracyjną, dla cząstek o kształcie funkcji Gaussa, przeprowadzono podobne symulacje jak w p. 4.2.2. W symulacji po kilku iteracjach uzyskano błędy przemieszczeń bliskie zeru. Z uzyskanych symulacji wynika, że z użyciem tej metody jest możliwe znaczne poprawienie dokładności estymacji przemieszczeń, jednak wymaga to obliczania pochodnych cząstkowych w położeniach pośrednich, pomiędzy pikselami.

#### **4.2.4 Metoda wyznaczania pochodnych cząstkowych intensywności obrazu bazująca na modelu obrazu**

Aby możliwe było użycie iteracyjnej metody estymacji przemieszczeń opracowano metodę wyznaczania pochodnych cząstkowych intensywności obrazu w dowolnych punktach.

W obrazach uzyskiwanych w anemometrii obrazowej intensywność obrazu szybko się zmienia wraz z położeniem - cząstki mają małe średnice (często koło 3 px), więc podstawowym założeniem przyjętym przy opracowywaniu metody wyznaczania pochodnych było użycie jak najmniejszej liczby pikseli z otoczenia punktu, w którym oblicza się pochodną. Do wybranego zbioru pikseli dopasowywano funkcję aproksymującą (rys. 4.5), a następnie obliczano pochodną w odpowiednim punkcie bezpośrednio z równania pochodnej dla danej funkcji aproksymującej. Funkcje dopasowywano metodą najmniejszych kwadratów do otoczenia  $3 \times 3 \text{ px}^2$ . Tak niewielka liczba punktów użytych do aproksymacji ogranicza zbiór możliwych do zastosowania funkcji aproksymujących. Ze względu na występujące w

obrazie cząstki o profilu funkcji Gaussa wybrano jako funkcję aproksymującą dwuwymiarową funkcję Gaussa. Przetestowano również aproksymację z użyciem wielomianów drugiego i trzeciego stopnia, jednak uzyskano znacznie większe błędy przemieszczeń niż w przypadku funkcji Gaussa. Użycie aproksymacji metodą najmniejszych kwadratów zamiast interpolacji pozwoliło ograniczyć wpływ szumu na estymowane przemieszczenia. Do wybranej grupy pikseli dopasowywano funkcję o równaniu

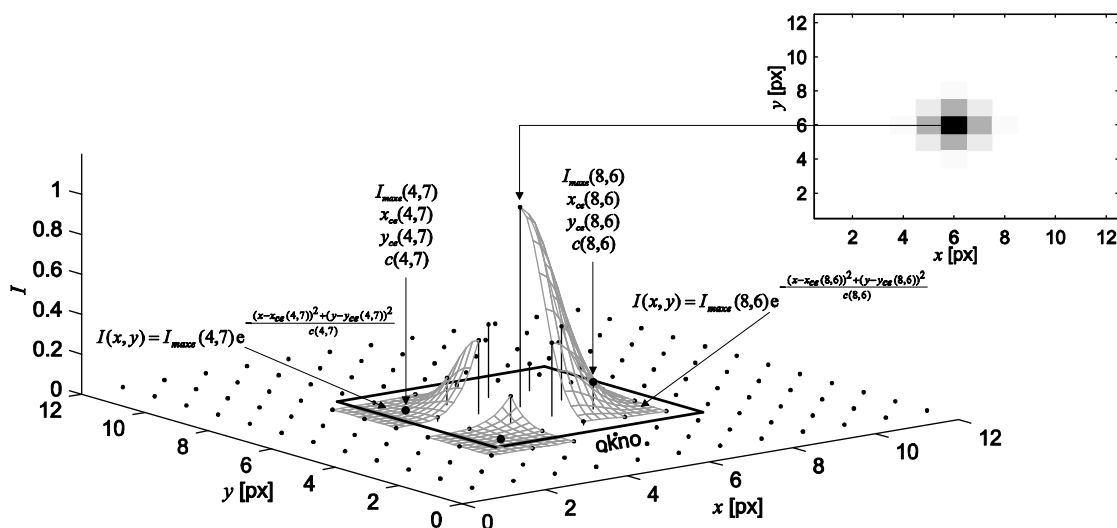
$$I(x, y) = I_{maxe} \exp\left(-\frac{(x - x_{ce})^2 + (y - y_{ce})^2}{c}\right). \quad (4.8)$$

Mając wyznaczone parametry  $I_{maxe}$ ,  $x_{ce}$ ,  $y_{ce}$  i  $c$  pochodne cząstkowe w punkcie  $(x, y)$  obliczano z równań

$$\frac{\partial I(x, y)}{\partial x} = -\frac{2I_{maxe}(x - x_{ce})}{c} \exp\left(-\frac{(x - x_{ce})^2 + (y - y_{ce})^2}{c}\right), \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial I(x, y)}{\partial y} = -\frac{2I_{maxe}(y - y_{ce})}{c} \exp\left(-\frac{(x - x_{ce})^2 + (y - y_{ce})^2}{c}\right). \quad (4.10)$$

Funkcję (4.8) dopasowywano metodą Nelder - Meada (Press i in. 1992, Brandt 2002). Podczas implementacji użyto również szybciej zbieżnej metody Levenberga - Marquardta (Brandt 2002) jednak okazała się ona znacznie bardziej wrażliwa na wybór parametrów początkowych, przez co w wielu przypadkach nie udawało się wyestymować parametrów funkcji.



Rys. 4.5 Ilustracja metody lokalnej aproksymacji intensywności obrazu funkcjami Gaussa. Dla każdego piksela (z zadanego obszaru) z jego otoczenia  $3 \times 3 \text{ px}^2$  wyznacza się współczynniki dwuwymiarowej funkcji Gaussa.

### 4.2.5 Regularyzacja

Macierz  $\mathbf{A}$  (4.3), określana w literaturze tensorem strukturalnym (Jähne 1993, Yuan i in. 2005) jest symetryczna i dodatnio określona, więc może być wyrażona z użyciem wektorów  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$  i wartości własnych  $\lambda_1, \lambda_2$  następująco:

$$\mathbf{A} = [\mathbf{e}_1 \ \mathbf{e}_2] \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} [\mathbf{e}_1 \ \mathbf{e}_2]^T, \quad \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq 0. \quad (4.11)$$

Rozwiązanie układu (4.2) wykorzystujące wartości i wektory własne macierzy  $\mathbf{A}$  ma postać

$$\mathbf{s} = \begin{cases} \frac{b_1}{\lambda_1} \mathbf{e}_1 + \frac{b_2}{\lambda_2} \mathbf{e}_2, & \lambda_1 > 0, \lambda_2 > 0 \\ \frac{b_1}{\lambda_1} \mathbf{e}_1, & \lambda_1 > 0, \lambda_2 = 0 \\ \mathbf{0}, & \lambda_1 = 0, \lambda_2 = 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

gdzie  $b_1, b_2$  są określone następująco

$$\mathbf{b} = b_1 \mathbf{e}_1 + b_2 \mathbf{e}_2. \quad (4.13)$$

W rzeczywistych przypadkach macierz  $\mathbf{A}$  może być źle uwarunkowana, w wyniku czego uzyskuje się błędne przemieszczenia. Aby rozwiązać problem złego uwarunkowania macierzy  $\mathbf{A}$  w niniejszej pracy użyto regularyzacji pochodzącej z prac Yuana i in. (2005) oraz Le Besneraisa i Champagnata (2005), gdzie zamiast bezpośredniego rozwiązywania układu (4.2) rozwiązuje się zagadnienie

$$\mathbf{s}_{reg}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\mathbf{s}_{reg}} \left( \|\mathbf{A}\mathbf{s}_{reg} - \mathbf{b}\|^2 + \alpha \|\mathbf{s}_{reg}\|^2 \right), \quad (4.14)$$

które prowadzi do układu

$$(\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \alpha \mathbf{1}) \mathbf{s}_{reg} = \mathbf{A}^T \mathbf{b}. \quad (4.15)$$

Rozwiązaniem (4.15) jest

$$\mathbf{s}_{reg} = f_1 \frac{b_1}{\lambda_1} \mathbf{e}_1 + f_2 \frac{b_2}{\lambda_2} \mathbf{e}_2, \quad (4.16)$$

gdzie

$$f_i = \frac{\lambda_i^2}{\lambda_i^2 + \alpha}, \quad i = 1, 2. \quad (4.17)$$

W przypadku gdy  $\lambda_i \gg 0$  to  $f_i \rightarrow 1$ , natomiast gdy  $\lambda_i \rightarrow 0^+$  to  $f_i \rightarrow 0$ , z czego wynika, że w przypadku deficytu rzędu macierzy  $\mathbf{A}$  przemieszczenie  $\mathbf{s}_{reg} \rightarrow \mathbf{0}$ . Stała  $\alpha$  jest parametrem regularyzacyjnym.

### 4.2.6 Implementacja

Macierze użyte w równaniach (4.3, 4.4) w implementacji zostały określone następująco:

$$\nabla \mathbf{I} = \left[ \nabla I_2 \left( \mathbf{r}_{ij} + \mathbf{s}(\mathbf{x}) \right) \right], \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial t} = \left[ I_2 \left( \mathbf{r}_{ij} + \mathbf{s}(\mathbf{x}) \right) - I_1 \left( \mathbf{r}_{ij} \right) \right], \quad (4.19)$$

gdzie  $\mathbf{r}_{ij} \in \mathbf{Q}(\mathbf{x})$ .  $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$  jest zbiorem współrzędnych pikseli zlokalizowanych wokół punktu  $\mathbf{x}$ , dla którego jest wyznaczane przemieszczenie (patrz p. 4.2.1). W tab. 4.1 został przedstawiony algorytm estymacji przemieszczeń bazujący na przepływie optycznym, gdzie przemieszczenie jest obliczane iteracyjnie a pochodne cząstkowe są wyznaczane opracowaną metodą, omówioną w p. 4.2.4. W poniższym algorytmie tablice  $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2$  reprezentują dwa kolejne obrazy, natomiast  $\mathbf{X}_{pos}$  zbiór współrzędnych punktów, w których zostanie wyznaczone przemieszczenie.

Tab. 4.1 Algorytm opracowanej metody estymacji przemieszczeń bazujący na przepływie optycznym.

Wejście:  $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2, \mathbf{X}_{pos}$

Wyjście:  $\mathbf{s}(\mathbf{X}_{pos})$

- (1) Dla każdego  $\mathbf{x} \in \mathbf{X}_{pos}$
- (2)            $\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}$
- (3)           Dla każdego  $i = 1: N_{iter}$
- (4)                   Oblicz  $I_{maxe}, x_{ce}, y_{ce}, c$  dla każdego  $\mathbf{r} \in \mathbf{Q}(\mathbf{x})$  (p. 4.2.4)
- (5)                   Oblicz macierze  $\nabla \mathbf{I}, \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial t}$  (wzory (4.18, 4.19))
- (6)                   Zbuduj macierze  $\mathbf{A}, \mathbf{b}$  (wzory (4.3, 4.4))
- (7)                   Rozwiąż układ  $(\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \alpha \mathbf{1}) \Delta \mathbf{s} = \mathbf{A}^T \mathbf{b}$  (wzór (4.15))
- (8)                   Aktualizuj  $\mathbf{s}(\mathbf{x}) \leftarrow \mathbf{s}(\mathbf{x}) + \Delta \mathbf{s}$

W podstawowej wersji algorytmu przemieszczenie wyznaczano wykorzystując macierz gradientów intensywności  $\nabla \mathbf{I}$  obliczaną z obrazu  $\mathbf{I}_2$  (wzór 4.8). W celu pełnego wykorzystania informacji zawartych w obrazach  $\mathbf{I}_1$  i  $\mathbf{I}_2$  oraz podniesienia odporności algorytmu na zakłócenia postanowiono również wykorzystać macierz gradientów intensywności obliczaną z obrazu  $\mathbf{I}_1$ . W tym celu przemieszczenie wyznaczano dwukrotnie, raz dla macierzy 4.18 i 4.19, a drugi raz dla macierzy

$$\nabla I = \left[ \nabla I_1 \left( \mathbf{r}_{ij} - \mathbf{s}(\mathbf{x}) \right) \right], \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \left[ I_2(\mathbf{r}_{ij}) - I_1 \left( \mathbf{r}_{ij} - \mathbf{s}(\mathbf{x}) \right) \right]. \quad (4.21)$$

Przemieszczenie wynikowe przyjęto jako średnią arytmetyczną dwóch przemieszczeń.

Powyższy algorytm opisano w języku C++ i skompilowano w środowisku MS Visual Studio 2005. Kod binarny w środowisku obliczeniowym Matlab wykorzystano w postaci biblioteki mex. Najbardziej czasochłonną operacją algorytmu jest wyznaczenie współczynników dopasowywanej funkcji Gaussa, ponieważ jest konieczne wyznaczenie tych współczynników dla każdego piksela obrazów  $I_1$  i  $I_2$ , na który zostanie nałożone okno  $W$ . W niniejszej implementacji współczynniki  $I_{maxe}$ ,  $x_{ce}$ ,  $y_{ce}$ ,  $c$  (p. 4.2.4) dla każdego wymaganego piksela i obrazu obliczono przed uruchomieniem algorytmu estymacji przemieszczeń i stabilizowano. Aby przyspieszyć dopasowywanie funkcji Gaussa kod napisano w technice OpenMP jako pracujący równolegle. Na początku wykonywania programu jest wykrywana liczba rdzeni - procesorów, na które następnie jest dzielony kod. Napisanie programu do pracy równoległej umożliwiło prawie ośmiokrotne skrócenie czasu wykonania na komputerze z procesorem Intel Core i7 w stosunku do tradycyjnego, jednowątkowego programowania.

#### 4.2.7 Testy symulacyjne w polu jednorodnym

W celu sprawdzenia opracowanych algorytmów estymacji przemieszczeń przeprowadzono symulacje, w których generowano obrazy zbliżone do rzeczywistych - uzyskiwanych w anemometrii obrazowej. W każdym kroku symulacji generowano dwa obrazy, o wielkości  $1024 \times 1024$  px<sup>2</sup>, zawierające ślady cząstek. Każdy obraz powstał na podstawie tablicy, która zawierała współrzędne, średnicę oraz maksymalną intensywność każdej cząstki. Obrazy generowano identycznie jak w p. 3.3, dla każdej cząstki dwuwymiarową funkcję Gaussa całkowano po poszczególnych pikselach aby odwzorować proces powstawania obrazu w rzeczywistej kamerze. Liczbę cząstek, jak również ich rozmieszczenie ustalano zależnie od symulacji. W niektórych symulacjach stosowano cząstki rozmieszczone w regularnej siatce (aby uniknąć wpływu nakładania się cząstek) a w innych rozmieszczone losowo na całej powierzchni obrazu. W przypadku losowego rozmieszczenia do generacji położeń użyto generatora o rozkładzie jednorodnym. Przy rozmieszczeniu w regularnej siatce do każdej współrzędnej, każdej cząstki dodano niewielką składową losową (o rozkładzie jednorodnym) z przedziału  $\langle -0.5 \text{ px}, 0.5 \text{ px} \rangle$  aby uwzględnić wpływ międzypikselowego i losowego położenia cząstek, a uniknąć nakładania się cząstek. Średnice cząstek generowano z użyciem generatora liczb losowych o rozkładzie normalnym. Położenia cząstek w drugim obrazie

uzyskano dodając do położenia cząstek z pierwszego obrazu przemieszczenia wynikające z użytego pola prędkości przepływu. W niniejszym punkcie, w celu uniknięcia wpływu zmienności pola, do testów użyto pola jednorodnego o kierunku przepływu  $\theta$  i przemieszczeniu  $s_x, s_y \in \langle -1 \text{ px}, 1 \text{ px} \rangle$ . Stosowano takie niewielkie przemieszczenia ze względu na specyfikę testowanych metod. W większości symulacji generowano obrazy jako tablice o podwójnej precyzji, jedynie w przypadkach gdy uwzględniano wpływ kwantyzacji obrazy poddano kwantyzacji do zadanej liczby poziomów intensywności. W przypadkach, gdzie badano wpływ szumu do każdego piksela obrazu dodano szum o rozkładzie normalnym, o zerowej wartości średniej i zadanim odchyleniu standardowym. Dla każdego z dwóch obrazów szum został wygenerowany odrębnie i niezależnie.

Testom poddano opracowaną, omówioną w p. 4.2.6 metodę, oraz dla porównania, opracowane przez innych badaczy metody. Przetestowano następujące algorytmy:

- YBS - estymacja bezpośrednia z operatorami różniczkowania pochodzącymi z pracy

Yuana i in. (2005), dla pochodnej  $\frac{\partial I}{\partial x}$  użyto filtru postaci 
$$\begin{bmatrix} -1/8 & 0 & 1/8 \\ -1/4 & 0 & 1/4 \\ -1/8 & 0 & 1/8 \end{bmatrix},$$

- D2 - estymacja bezpośrednia, pochodne cząstkowe obliczano z użyciem różnic centralnych drugiego rzędu postaci  $\frac{\partial I(i,j)}{\partial x} = \frac{1}{2}(I(i+1,j) - I(i-1,j))$ ,
- D3 - estymacja bezpośrednia, pochodne cząstkowe obliczano z użyciem różnic trzeciego rzędu postaci  $\frac{\partial I(i,j)}{\partial x} = \frac{1}{6}(-2I(i-1,j) - 3I(i,j) + 6I(i+1,j) - I(i+2,j))$ , jak w algorytmie opracowanym przez Sugii'ego i in. (2000),
- YU - estymacja bezpośrednia z iteracyjnym wyznaczaniem pochodnych, algorytm pochodzi z pracy Yamamoto i Uemury (2009),
- GaFb - algorytm opracowany przez autora niniejszej pracy (omówiony w p. 4.2.6), parametr a w nazwie algorytmu określa liczbę iteracji, natomiast parametr b liczbę obrazów, z których obliczano gradienty (1 - tylko z obrazu  $I_2$ , 2 - z obrazów  $I_1$  i  $I_2$ ).

W przypadku algorytmu YU zaimplementowano wersję najbardziej złożoną, zdaniem autorów algorytmu charakteryzującą się największą dokładnością (Yamamoto i Uemura 2009), w której pochodne cząstkowe obliczano iteracyjnie z obu obrazów oraz usuwano piksele najbardziej odległe od płaszczyzny regresji. Użyto trzech iteracji w algorytmie, ponieważ jak wynika z badań przeprowadzonych przez autorów algorytmu dalsze zwiększanie liczby iteracji prawie nie wpływa na dokładność estymacji.

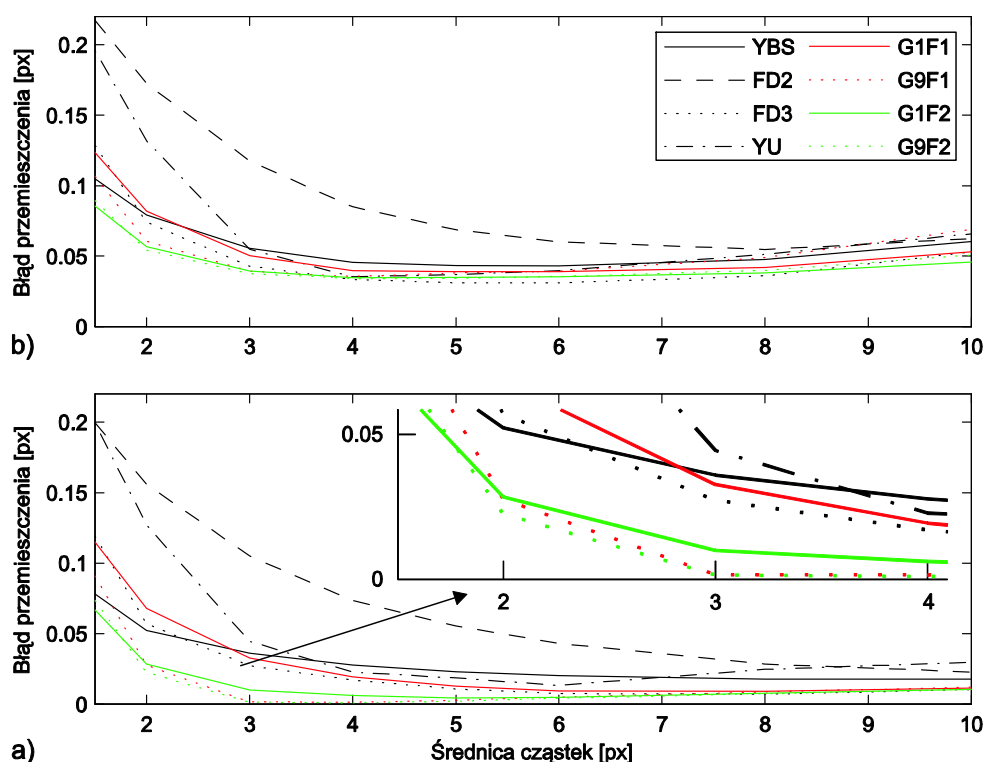


W przypadku algorytmu GaFb przemieszczenia wyznaczano dla jednej oraz dziewięciu iteracji, dalsze zwiększanie liczby iteracji nie powodowało wzrostu dokładności. Symulacyjnie zauważono, że powyżej trzech iteracji dokładność już prawie nie wzrastała, natomiast nie zauważono, zmniejszania się dokładności lub utraty stabilności przy wzroście liczby iteracji, stąd w wersji najbardziej dokładnej do testów wybrano dziewięć iteracji.

W większości testów stosowano okno jednorodne o wielkości  $5 \times 5 \text{ px}^2$  oraz w implementacji wszystkich algorytmów zastosowano regularyzację omówioną w p. 4.2.5. Wektory przemieszczeń wyznaczano tylko w punktach gdzie istniały cząstki, a punkty te wyznaczono z użyciem algorytmu segmentacji omówionego w p. 3.3.

### Badanie wpływu średnicy cząstek

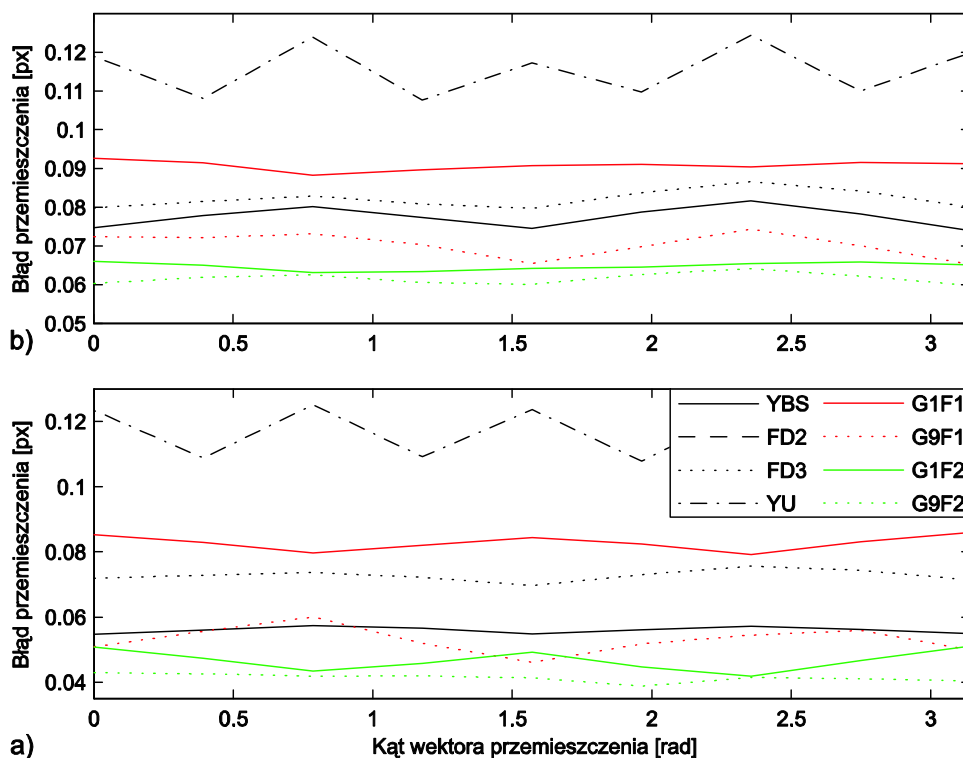
Na rys. 4.6 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia w funkcji średnicy cząstek dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.6a) i losowo (rys. 4.6b). Testy przeprowadzono przy gęstości cząstek równej 10 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$  dla średnic 1.5, 2, 3, 4, 5, 6, 8 i 10 px i zadanych wektorów przemieszczenia  $\|\mathbf{s}_s\| = 0.3 \text{ px}$ ,  $\angle \mathbf{s}_s = \frac{\pi}{4} \text{ rad}$ .



Rys. 4.6 Zależność błędu przemieszczenia RMS od średnicy cząstek dla gęstości równej 10 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$  przy rozmieszczeniu cząstek regularnym (a) i losowym (b).

### Badanie wpływu kąta wektorów przemieszczenia

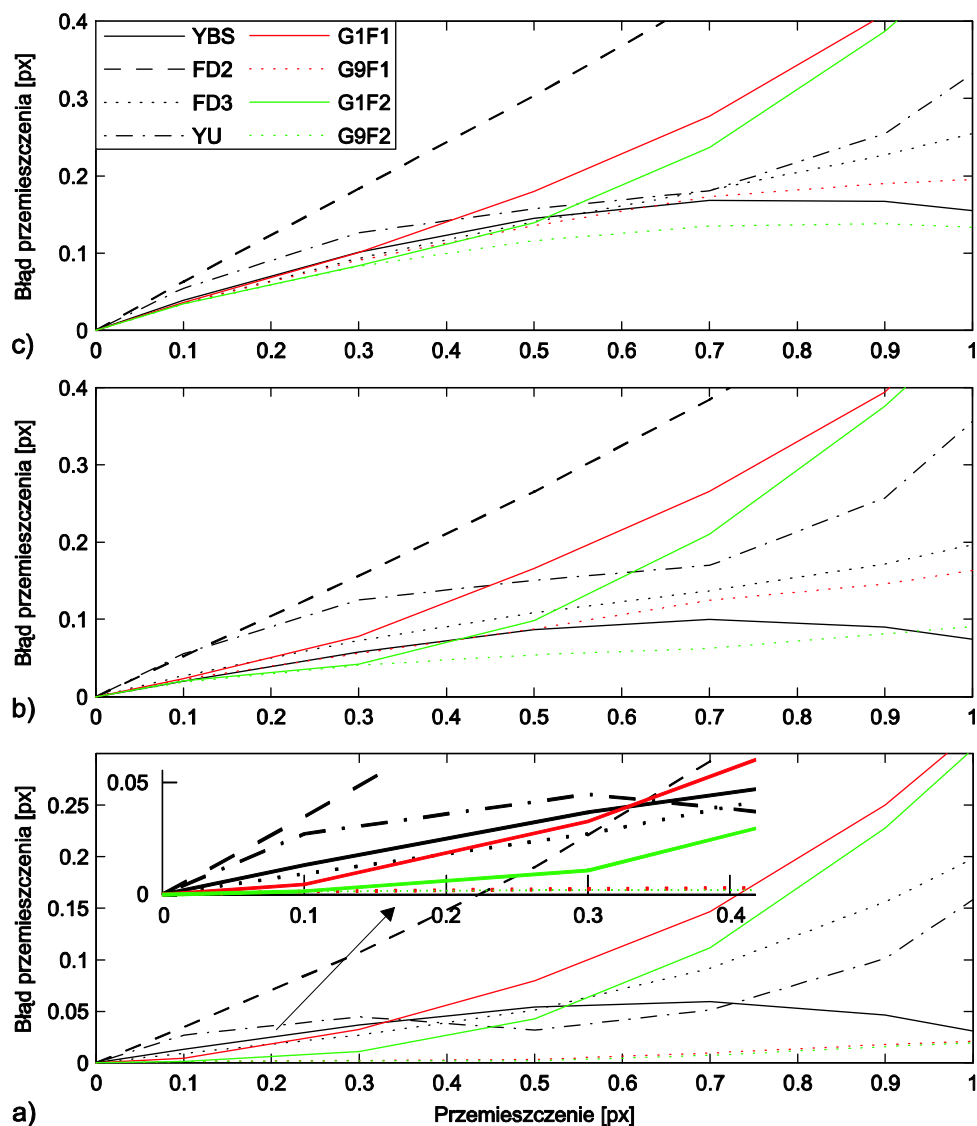
Na rys. 4.7 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia w funkcji kąta wektorów przemieszczenia dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.7a) i losowo (rys. 4.7b). Testy przeprowadzono dla gęstości cząstek równej 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, cząstek o średniej średnicy 3 px i odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px oraz przemieszczeń  $\|s_s\| = 0.3$  px.



Rys. 4.7. Zależność błędu przemieszczenia RMS od kąta wektorów przemieszczenia dla gęstości równej 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, cząstek o średniej średnicy 3 px przy rozmieszczeniu cząstek regularnym (a) i losowym (b).

### Badanie wpływu przemieszczenia

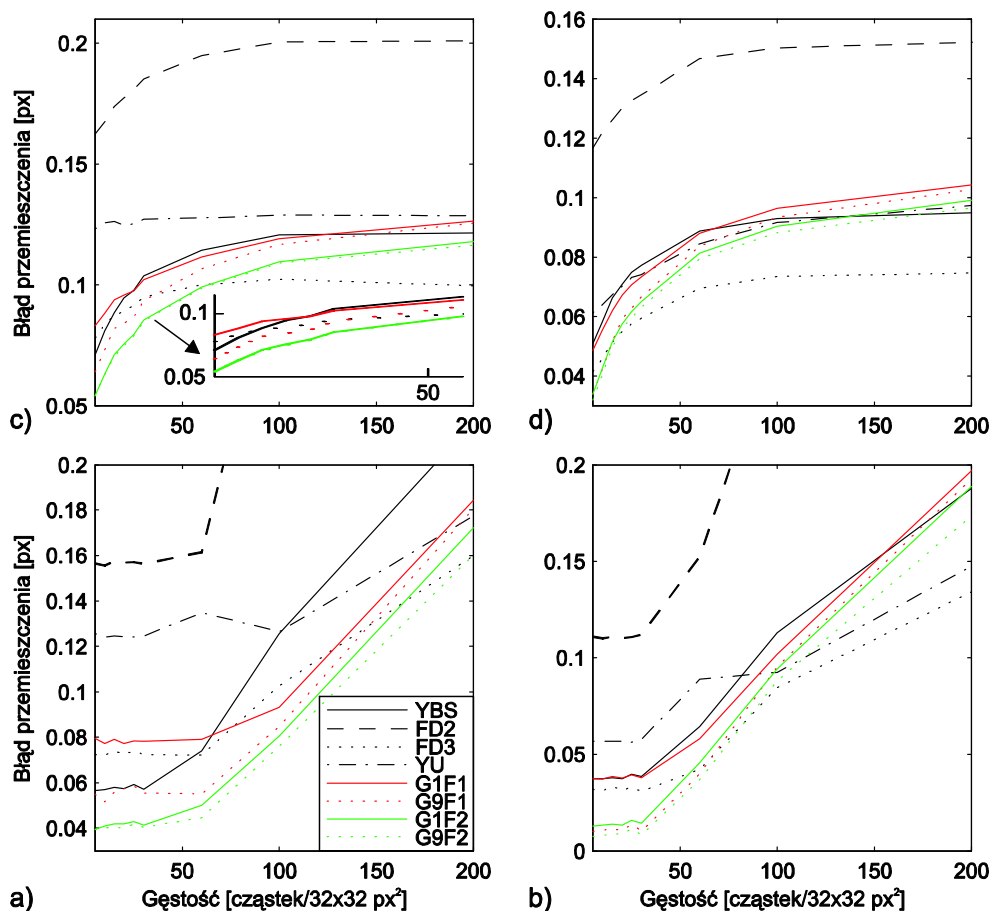
Na rys. 4.8 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia w funkcji wielkości przemieszczenia dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.8a, b) i losowo (rys. 4.8c). Testy przeprowadzono przy gęstości cząstek równej 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, cząstkach o średniej średnicy 3 px (rys. 4.8a) i 2.2 px (rys. 4.8b, c) oraz odchyleniu standardowym 0.5 px. Zadane wektory przemieszczenia miały kąt  $\angle s_s = \frac{\pi}{4}$  rad.



Rys. 4.8. Zależność błędu RMS przemieszczenia od wielkości przemieszczenia dla cząstek o średniej średnicy 3 px (a) oraz 2.2 px (b, c) przy rozmieszczeniu cząstek regularnym (a, b) i losowym (c). Symulacje wykonano dla gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>.

### Badanie wpływu gęstości cząstek

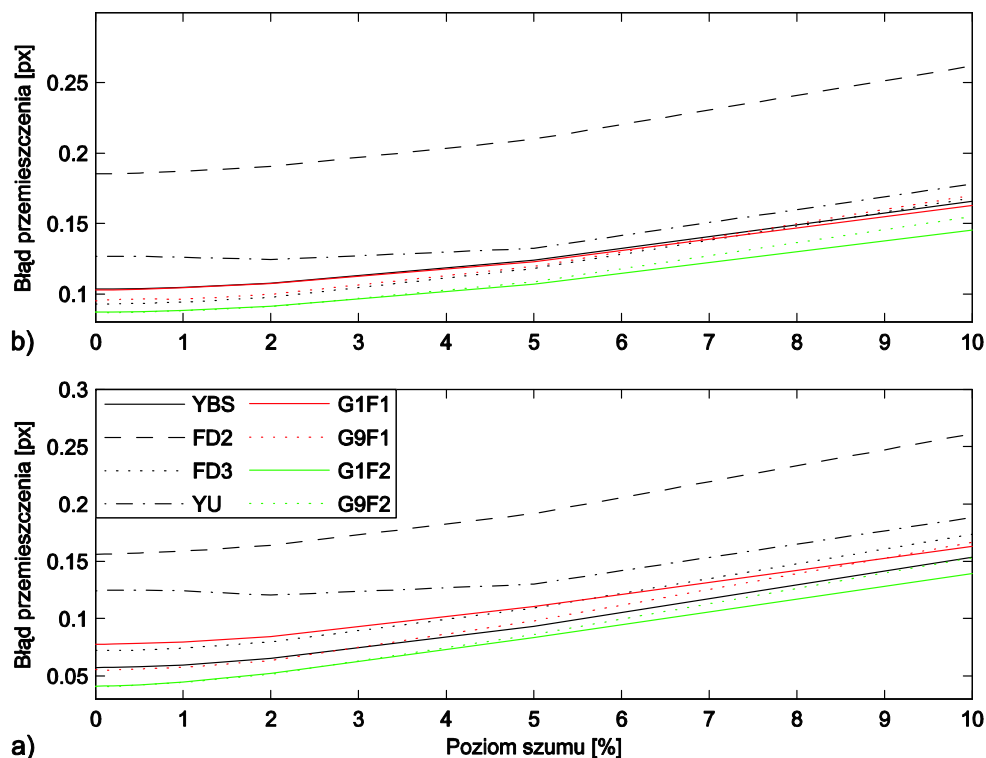
Na rys. 4.9 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia w funkcji gęstości cząstek w obrazie dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.9a, b) i losowo (rys. 4.9c, d). Testy przeprowadzono dla gęstości 5, 10, 15, 20, 25, 30, 60, 100, 200 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, cząstek o średniej średnicy 2.2 px (rys. 4.9a, c) i 3 px (rys. 4.9b, d) oraz odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px, i wektorach przemieszczenia  $\|\mathbf{s}_s\| = 0.3$  px,  $\angle \mathbf{s}_s = \frac{\pi}{4}$  rad.



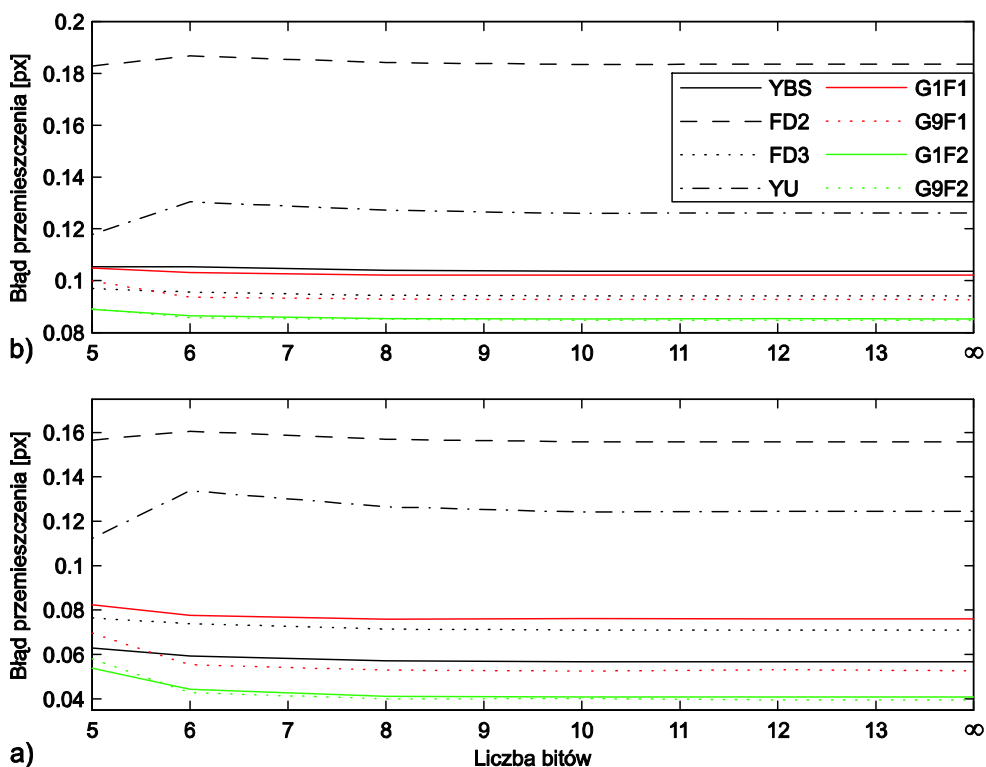
Rys. 4.9. Zależność błędu przemieszczenia RMS od gęstości cząstek dla średnich średnic cząstek 2.2 px (a, c) i 3 px (b, d) przy rozmieszczeniu równomiernym (a, b) i losowym (c, d).

### Badanie wpływu szumu

Na rys. 4.10 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia w funkcji poziomu szumów w obrazie dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.10a) i losowo (rys. 4.10b). Testy przeprowadzono dla gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, cząstek o średniej średnicy 2.2 px i odchyleniu standardowym 0.5 px oraz wektorów przemieszczenia  $\|\mathbf{s}_s\| = 0.3$  px,  $\angle \mathbf{s}_s = \frac{\pi}{4}$  rad. Do obrazu dodano szum o rozkładzie normalnym, o zerowej wartości średniej. Poziom szumów odniesiono do maksimum intensywności cząstek w obrazie. Poziomowi 1% odpowiada odchylenie standardowe szumu o wartości równej 1% maksimum intensywności cząstek. W tym teście wszystkie cząstki charakteryzowały się tą samą intensywnością maksymalną.



Rys. 4.10. Zależność błędu RMS przemieszczenia od poziomu szumu dla cząstek o średniej średnicy 2.2 px i gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> przy rozmieszczeniu równomiernym (a) i losowym (b).



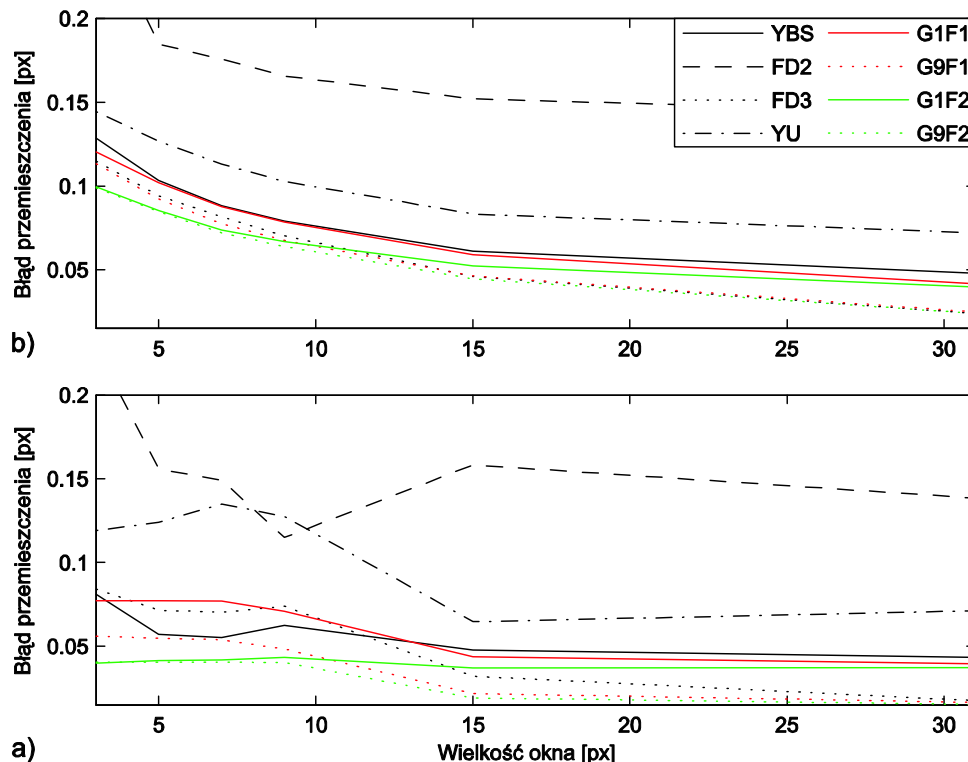
Rys. 4.11. Zależność błędu RMS przemieszczenia od liczby poziomów kwantowania intensywności obrazów dla cząstek o średniej średnicy 2.2 px i gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> przy rozmieszczeniu równomiernym (a) i losowym (b).

### Badanie wpływu kwantyzacji intensywności

Na rys. 4.11 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia od liczby bitów skwantowanych obrazów dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.11a) i losowo (rys. 4.11b). Testy przeprowadzono dla gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$ , cząstek o średniej średnicy 2.2 px i wektorów przemieszczenia  $\|\mathbf{s}_s\| = 0.3 \text{ px}$ ,  $\angle \mathbf{s}_s = \frac{\pi}{4}$  rad. Wielkość kwantu ustalano podobnie jak w przypadku szumu - skwantowanemu maksimum intensywności odpowiadało maksimum intensywności cząstek.

### Badanie wpływu wielkości okna

Na rys. 4.12 przedstawiono zależność błędu RMS przemieszczenia od wielkości okna dla cząstek rozmieszczonych regularnie (rys. 4.12a) i losowo (rys. 4.12b). Testy przeprowadzono dla gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$ , cząstek o średniej średnicy 3 px i odchyleniu standardowym 3 px oraz wektorów przemieszczenia  $\|\mathbf{s}_s\| = 0.3 \text{ px}$ ,  $\angle \mathbf{s}_s = \frac{\pi}{4}$  rad. Testowano okna o wielkościach  $3 \times 3, 5 \times 5, 7 \times 7, 9 \times 9, 15 \times 15, 31 \times 31 \text{ px}^2$ .



Rys. 4.12. Zależność błędu przemieszczenia RMS od wielkości okna dla cząstek o średniej średnicy 2.2 px i gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$  przy rozmieszczeniu równomiernym (a) i losowym (b).

## Podsumowanie

Każdy z przeprowadzanych testów wykonano dla cząstek rozmieszczonych w regularnej sieci oraz rozmieszczonych losowo w celu pokazania wpływu nakładania się cząstek. W przypadku cząstek rozmieszczonych w regularnej sieci widoczny jest głównie wpływ badanego parametru na błąd estymacji przemieszczenia, ponieważ przy niewielkiej gęstości cząstek nakładanie nie występuje. Z analizy przeprowadzonych testów wynika, że nakładanie się cząstek powoduje znaczący wzrost błędu przemieszczenia. Przewagą opracowanych w niniejszej pracy metod GaFb nad pozostałymi widać szczególnie w przypadku gęstości poniżej 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> (rys. 4.9) oraz niewielkich średnic cząstek (rys. 4.6). W przypadku nakładania się cząstek (rys. 4.9) oraz występowania szumu (rys. 4.10) estymacja przemieszczenia z użyciem pochodnych z dwóch obrazów daje mniejsze błędy (metody GaF2).

Z rys. 4.6 wynika, że błąd estymacji przemieszczenia maleje wraz ze wzrostem średnicy cząstek w przypadku regularnego rozmieszczenia, natomiast w przypadku losowego rozmieszczenia maleje do średnicy ok. 4 px, a powyżej tej wartości rośnie, co może być spowodowane nakładaniem się cząstek związanym ze wzrostem średnicy. Najniższy błąd, w przypadku regularnego rozmieszczenia, uzyskano dla metody G9F2, który dla cząstek o średnicach poniżej 3 px jest ponad trzykrotnie niższy niż metody YU (rys. 4.6a). Gdy nie występuje nakładanie cząstek, błąd metody GaFb iteracyjnej jest bardzo mały, znacznie mniejszy od pozostałych metod, co jest widoczne na rys. 4.6a, np. dla średnicy cząstek 3 px, dla metody G9F2 wynosi 0.002 px, a dla metody FD3 0.025 px.

Z badań wpływu kąta wektora przemieszczenia widać, że jego zmiana przy średnicy cząstek  $d_\tau = 2.2$  px,  $\sigma_{d_\tau} = 0.5$  px wpływa na uzyskany błąd przemieszczenia (rys. 4.7). Zmiana kąta w pełnym zakresie, przy rozmieszczeniu losowym, dla metody YBS powoduje względne wahania błędu przemieszczenia na poziomie około  $\pm 7\%$ , natomiast dla metody G9F2, dla której wahania są najniższe, poniżej  $\pm 1\%$ .

Analizując wpływ długości wektora przemieszczenia widać, że wraz ze wzrostem przemieszczenia rośnie błąd estymowanego przemieszczenia (rys. 4.8), który przy rozmieszczeniu losowym dla cząstek o średnicach  $d_\tau = 2.2$  px,  $\sigma_{d_\tau} = 0.5$  px i gęstości 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>, przy maksymalnym przemieszczeniu 1 px dla metody YBS wynosi 0.16 px, natomiast dla metody G9F2 0.13 px. W przypadku wyeliminowania nakładania się cząstek widać znaczny wzrost dokładności dla metody iteracyjnej G9F2, gdzie przy wzroście średniej średnicy cząstek z 2.2 px do 3 px oraz przy przemieszczeniu 1 px błąd maleje z

0.09 px do 0.02 px, natomiast przy przemieszczeniu 0.5 px z 0.06 px do 0.002 px. Z zależności błędu przemieszczenia od gęstości cząstek w obrazie przy rozmieszczeniu losowym wynika, że dla średnic  $d_\tau = 2.2$  px,  $\sigma_{d_\tau} = 0.5$  px i gęstości poniżej 55 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> oraz dla średnic  $d_\tau = 3.0$  px,  $\sigma_{d_\tau} = 0.5$  px i gęstości poniżej 13 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> metoda GaF2 zapewnia największą dokładność spośród wszystkich testowanych metod. Powyżej tych gęstości najwyższą dokładność uzyskano dla metody FD3. Gdy cząstki często nakładają się na siebie, co występuje przy dużych gęstościach, zysk z użycia metod iteracyjnych jest niewielki i uzyskiwane dokładności są porównywalne z dokładnością metody jednoprzebiegowej G1Fb (rys. 4.9c, d).

Z badań wpływu szumu (rys. 4.10) oraz liczby poziomów kwantowania (rys. 4.11) wynika, że przy losowym rozmieszczeniu cząstek szum poniżej 1% prawie nie wpływa na dokładność estymacji (rys. 4.10b), natomiast w przypadku liczby poziomów kwantowania zwiększanie rozdzielczości kamery powyżej 8 bitów również prawie nie wpływa na wzrost dokładności (rys. 4.11b). Współczesne kamery używane do rejestracji obrazu w anemometrii obrazowej charakteryzują się rozdzielczością co najmniej 8 bitów i szumem nie wyższym niż 1%, więc jak wynika z przeprowadzonych symulacji, wpływ kwantyzacji i szumu jest pomijalny w porównaniu z innymi czynnikami (np. wpływem nakładania się cząstek).

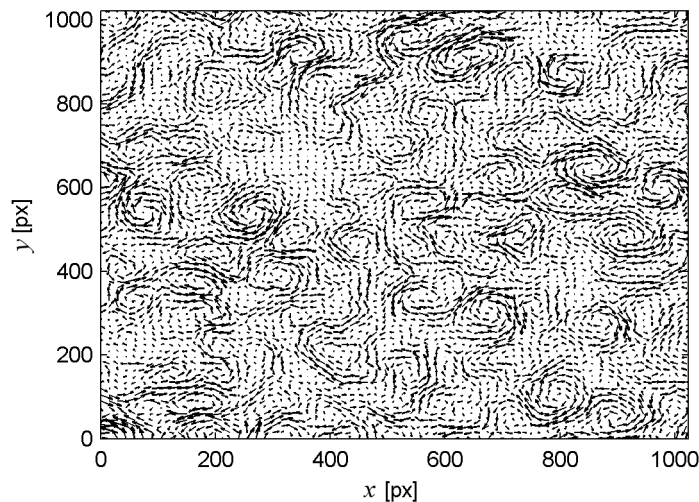
Z badań wpływu wielkości okna na dokładność estymacji przemieszczenia wynika, że wraz ze wzrostem wielkości okna błąd estymacji maleje (rys. 4.12). W przypadku rozmieszczenia równomiernego są widoczne wahania i gwałtowne zmiany błędu przemieszczenia wraz ze wzrostem wielkości okna (rys. 4.12a), co może wynikać z rozmieszczenia cząstek w regularnej sieci i obejmowania przy niektórych wielkościach okna części powierzchni cząstek. Otrzymane wyniki symulacji dla rozmieszczenia losowego sugerują aby zwiększać wielkość okna w celu zmniejszenia błędu estymacji, jednak w rzeczywistych przypadkach, gdzie pole przemieszczeń jest niejednorodne, okno o większych wymiarach obejmuje większy zakres przemieszczeń, więc wybór jego wielkości powinien być wypadkową wielu czynników.

Podsumowując, z przeprowadzonych testów wynika, że w przypadku małych cząstek i niewielkich gęstości z użyciem opracowanej metody iteracyjnej można uzyskać znacząco wyższe dokładności w stosunku do innych - testowanych metod. W przypadku wyższych gęstości oraz cząstek o większych średnicach (powyżej 3 px) z użyciem opracowanej metody uzyskuje się podobne dokładności jak w przypadku pozostałych metod.



### 4.2.8 Testy symulacyjne w polu turbulentnym

W celu określenia dokładności opracowanej metody na polach zbliżonych do rzeczywistych przeprowadzono szereg symulacji w polu turbulentnym wygenerowanym metodą symulacji kinematycznej (Fung i in. 1992, Fung i Perkins 2008). Do testów wygenerowano pole o 50 składowych Fouriera rozłożonych w postępie geometrycznym w zakresie skal od  $\eta = 20$  px do  $L = 200$  px, które przedstawiono na rys. 4.13.



Rys. 4.13 Pole turbulentne użyte w testach symulacyjnych.

W każdej z osi ustalono maksymalne przemieszczenie równe 1 px. Przeprowadzono symulacje z cząstkami o średnich średnicach 2.2 i 3 px, odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px i gęstościach 10 oraz 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> z rozmieszczeniem równomiernym i losowym. Generowano obrazy bez kwantyzacji i z kwantyzacją 8 bitową oraz bez szumu i z szumem 0.5% i 1%. Obrazy generowano identycznie jak w p. 4.2.7 zmieniając jedynie pole wejściowe. Otrzymane w wyniku symulacji wartości błędu RMS oraz odchylenia standardowe błędu przedstawiono w tab. 4.2. Uzyskane wyniki są bardzo podobne do wyników symulacji z p. 4.2.7. We wszystkich przypadkach metoda G9F2 okazała się dokładniejsza od pozostałych testowanych metod.

Tab. 4.1 Błąd RMS oraz odchylenie standardowe błędu dla pola turbulentnego.

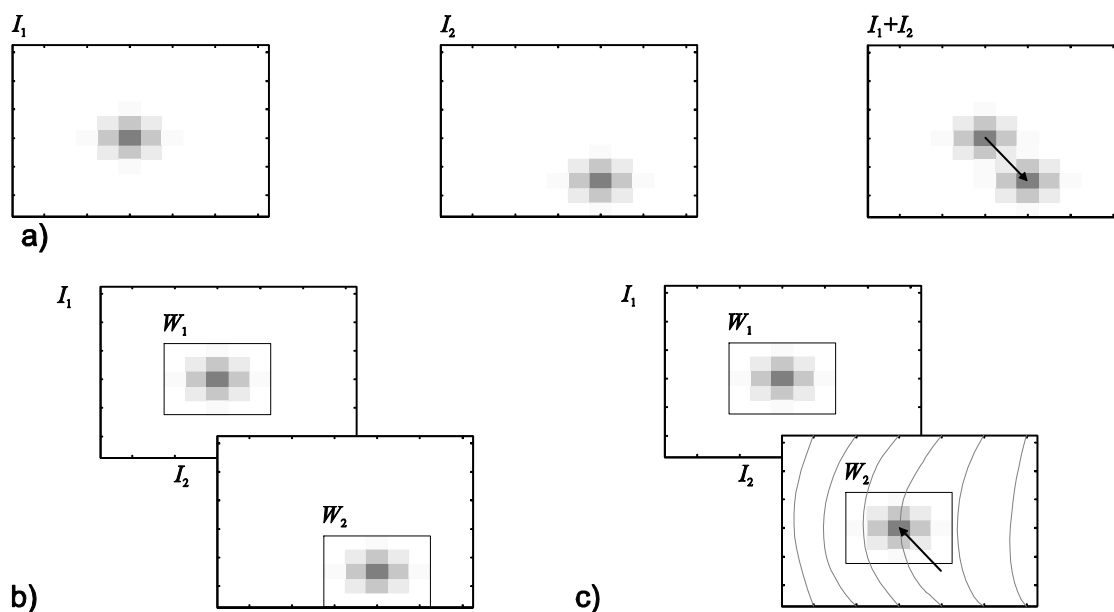
L.p.	Parametry testu	Błąd przemieszczenia RMS [px]							
		Odchylenie standardowe błędu przemieszczenia [px]							
		YBS	FD2	FD3	YU	G1F1	G9F1	G1F2	G9F2
1	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. równomierne	0.0436 ± 0.0006	0.1233 ± 0.0012	0.0577 ± 0.0011	0.0900 ± 0.0010	0.0661 ± 0.0014	0.0430 ± 0.0027	0.0411 ± 0.0012	0.0330 ± 0.0013
2	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. losowe	0.0611 ± 0.0030	0.1318 ± 0.0076	0.0660 ± 0.0035	0.0907 ± 0.0033	0.0718 ± 0.0049	0.0549 ± 0.0032	0.0532 ± 0.0035	0.0484 ± 0.0035
3	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0.5\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. losowe	0.0635 ± 0.0032	0.1345 ± 0.0084	0.0686 ± 0.0039	0.0902 ± 0.0040	0.0738 ± 0.0054	0.0576 ± 0.0033	0.0556 ± 0.0037	0.0503 ± 0.0026
4	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> kwantyzacja 8 bitów r. losowe	0.0615 ± 0.0034	0.1326 ± 0.0090	0.0665 ± 0.0040	0.0905 ± 0.0037	0.0725 ± 0.0059	0.0554 ± 0.0035	0.0536 ± 0.0041	0.0486 ± 0.0049
5	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 1\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> kwantyzacja 8 bitów r. losowe	0.0696 ± 0.0030	0.1410 ± 0.0082	0.0753 ± 0.0036	0.0911 ± 0.0040	0.0793 ± 0.0053	0.0647 ± 0.0030	0.0617 ± 0.0036	0.0572 ± 0.0022
6	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0\%$ 30 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. równomierne	0.0415 ± 0.0003	0.1158 ± 0.0006	0.0542 ± 0.0006	0.0867 ± 0.0005	0.0607 ± 0.0007	0.0409 ± 0.0014	0.0381 ± 0.0007	0.0316 ± 0.0007
7	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0\%$ 30 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. losowe	0.0747 ± 0.0016	0.1364 ± 0.0031	0.0718 ± 0.0015	0.0888 ± 0.0014	0.0763 ± 0.0021	0.0665 ± 0.0016	0.0642 ± 0.0015	0.0611 ± 0.0012
8	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 0.5\%$ 30 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. losowe	0.0762 ± 0.0013	0.1383 ± 0.0030	0.0735 ± 0.0015	0.0883 ± 0.0015	0.0776 ± 0.0018	0.0681 ± 0.0014	0.0656 ± 0.0013	0.0627 ± 0.0011
9	$d_\tau = 2.2$ px $\sigma_n = 1\%$ 30 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. losowe	0.0802 ± 0.0015	0.1433 ± 0.0030	0.0784 ± 0.0014	0.0887 ± 0.0015	0.0814 ± 0.0020	0.0728 ± 0.0015	0.0696 ± 0.0014	0.0671 ± 0.0012
10	$d_\tau = 3$ px $\sigma_n = 0\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32$ px <sup>2</sup> bez kwantyzacji r. równomierne	0.0290 ± 0.0002	0.0871 ± 0.0007	0.0270 ± 0.0004	0.0447 ± 0.0005	0.0311 ± 0.0006	0.0089 ± 0.0006	0.0152 ± 0.0005	0.0077 ± 0.0004

11	$d_\tau = 3 \text{ px}$ $\sigma_n = 0\%$ 10 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$ bez kwantyzacji r. losowe	0.0448 $\pm$ 0.0028	0.0949 $\pm$ 0.0059	0.0382 $\pm$ 0.0027	0.0502 $\pm$ 0.0028	0.0430 $\pm$ 0.0030	0.0324 $\pm$ 0.0022	0.0339 $\pm$ 0.0022	0.0325 $\pm$ 0.0071
12	$d_\tau = 3 \text{ px}$ $\sigma_n = 0\%$ 30 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$ bez kwantyzacji r. równomierne	0.0283 $\pm$ 0.0001	0.0828 $\pm$ 0.0003	0.0248 $\pm$ 0.0002	0.0441 $\pm$ 0.0002	0.0282 $\pm$ 0.0003	0.0086 $\pm$ 0.0004	0.0138 $\pm$ 0.0003	0.0076 $\pm$ 0.0002
13	$d_\tau = 3 \text{ px}$ $\sigma_n = 0\%$ 30 cząstek/ $32 \times 32 \text{ px}^2$ bez kwantyzacji r. losowe	0.0564 $\pm$ 0.0012	0.1001 $\pm$ 0.0023	0.0463 $\pm$ 0.0011	0.0550 $\pm$ 0.0008	0.0540 $\pm$ 0.0013	0.0479 $\pm$ 0.0010	0.0479 $\pm$ 0.0010	0.0459 $\pm$ 0.0009

### 4.3 Wieloskalowa metoda estymacji przemieszczeń oparta na przepływie optycznym

#### 4.3.1 Charakterystyka

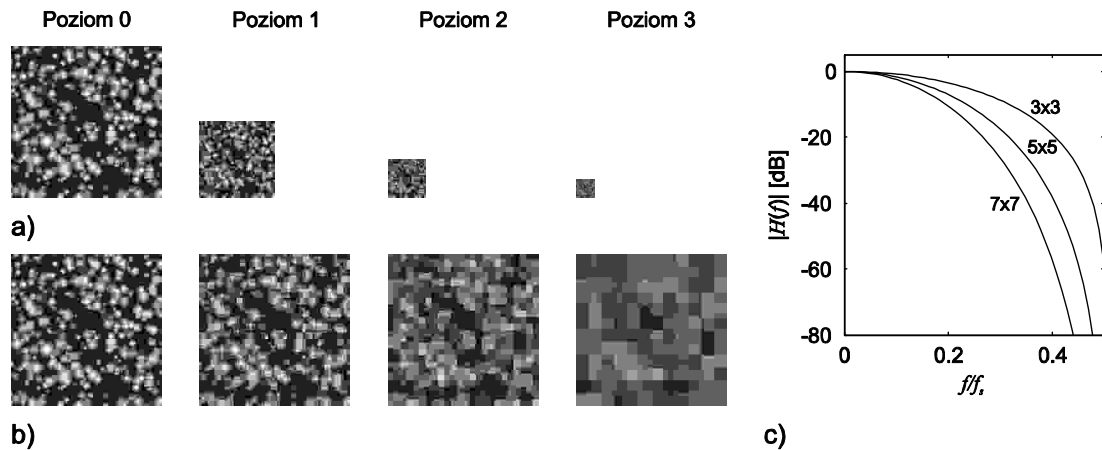
Omówiona w p. 4.2 metoda umożliwia wyznaczanie pól wektorów przemieszczeń o składowych w każdej z osi nie przekraczających 1 px. W celu zwiększenia zakresu wyznaczanych przemieszczeń estymację przeprowadza się w kilku skalach rozpoczynając od skali najmniej dokładnej, w której uzyskuje się największe przemieszczenia, a kończąc na skali o ziarnie 1 px. Obrazy w kolejnych skalach są generowane z wykorzystaniem dekompozycji piramidalnej omówionej w p. 4.3.2. Ponieważ estymacja przebiega wieloetapowo w każdym następnym etapie należy uwzględniać przemieszczenia wyznaczone w poprzednim etapie. W pracy przetestowano dwa podejścia stosowane w anemometrii PIV (rys. 4.14), estymację z przesunięciem okna (Fincham i Spedding 1997) oraz estymację z deformacją obrazu (Scarano 2002). W pierwszym przypadku środek okna w drugim obrazie przesuwa się o wektor równy przemieszczeniu początkowemu, a następnie wektor końcowy wyznacza się jako sumę wektora początkowego i wyznaczonego przemieszczenia w bieżącej iteracji. W metodzie z deformacją obrazu okno w drugim obrazie umieszcza się dokładnie w tej samej pozycji co w pierwszym obrazie, natomiast obraz deformuje się z użyciem pola wektorów początkowych. Podobnie jak w poprzedniej metodzie wektor końcowy jest sumą wektora początkowego i przemieszczenia z bieżącej iteracji. Metoda z deformacją obrazu jest w literaturze również określana metodą z deformacją okna (Raffel i in. 2007). W niektórych implementacjach, w celu zwiększenia dokładności przesuwa się okna w każdym z obrazów lub deformuje każdy z obrazów w przeciwnych kierunkach o wektory równe połowie wektorów początkowych.



Rys. 4.14 Metoda estymacji przemieszczeń z przesunięciem okna (b) i z deformacją obrazu (c). a) Ramki zawierające obrazy cząstek przesunięte o wektor przemieszczenia.

### 4.3.2 Dekompozycja piramidalna

W estymacji wieloskalowej przemieszczenia wyznacza się w różnych skalach - poziomach rozdzielczości, co wymaga generacji par obrazów o malejącej rozdzielczości. Najczęściej takie obrazy uzyskuje się w wyniku dekompozycji piramidalnej (Jähne 1993, Ruhnau i in. 2005, Heitz i in. 2010). W dekompozycji piramidalnej generuje się serię obrazów o rozdzielczości dwukrotnie mniejszej na każdym kolejnym poziomie dekompozycji (rys. 4.15a, b). Zmniejszenie rozdzielczości uzyskuje się w procesie decymacji. W celu spełnienia twierdzenia o próbkowaniu przed decymacją jest przeprowadzana filtracja dolnoprzepustowa. Ponieważ obrazy są generowane kaskadowo, tzn. obraz na kolejnym poziomie dekompozycji powstaje w wyniku filtracji i decymacji obrazu z poprzedniego poziomu, możliwe jest używanie tego samego filtru i operacji decymacji na każdym poziomie. Dzięki kaskadowej generacji obrazów operacja dekompozycji piramidalnej jest bardzo efektywna obliczeniowo. Aby uniknąć zjawiska aliasingu należy zastosować odpowiedni filtr dolnoprzepustowy, co nie jest zagadnieniem prostym, ponieważ filtry o małych maskach charakteryzują się niewielką stromością pasma przejściowego. W niniejszej pracy przeprowadzono testy opracowanych metod dla filtrów dwumianowych (Jähne 1993) o maskach wielkości  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  oraz  $7 \times 7$  (p. 4.3.6). Na rys. 4.15c przedstawiono charakterystyki częstotliwościowe testowanych filtrów dwumianowych.



Rys. 4.15 Dekompozycja piramidalna: a) obrazy generowane na każdym kolejnym poziomie o dwukrotnie mniejszej wielkości i rozdzielczości, b) ilustracja zmniejszania rozdzielczości, c) charakterystyki częstotliwościowe filtrów dwumianowych o maskach  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  i  $7 \times 7$ .

### 4.3.3 Deformacja obrazu

W wyniku deformacji obrazu  $I$  polem wektorów  $s$  uzyskuje się obraz  $I'$  określony zależnością

$$I'(x) = I(x + s), \quad (4.22)$$

gdzie  $x$  jest zbiorem współrzędnych pikseli obrazu. Operacja deformacji wymaga użycia interpolacji w celu wyznaczenia intensywności obrazu w punktach pomiędzy pikselami. W algorytmach opisanych w niniejszej pracy do deformacji obrazu użyto interpolacji funkcjami B - sklejanymi 3 stopnia (Yuan i in. 2005).

### 4.3.4 Estymacja przemieszczeń z przesunięciem okna w drugim obrazie

W tab. 4.2 zamieszczono opracowany algorytm wieloskalowej estymacji przemieszczeń z przesunięciem okna. Parametrami wejściowymi algorytmu są dwie ramki obrazu  $I_1, I_2$ , zbiór współrzędnych  $X_{pos}$  punktów, w których będą wyznaczone wektory przemieszczeń oraz zbiór wektorów  $s_{init}$  przemieszczeń początkowych. W wyniku działania algorytmu uzyskuje się zbiór wektorów przemieszczeń  $s$  w punktach estymacji  $X_{pos}$ .

Tab. 4.2 Algorytm wieloskalowej estymacji przemieszczeń bazujący na przepływie optycznym i przesunięciu okna w drugim obrazie.

Wejście:  $I_1, I_2, X_{pos}, s_{init}$

Wyjście:  $s(X_{pos})$

(1)  $s = s_{init}$

(2) Dla każdego  $j = LiczbaPoziomówDekompozycji - 1: -1: 0$

- (3) Oblicz pozycje cząstek  $\mathbf{X}_{pos_j}$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji
- (4) Oblicz przemieszczenia cząstek  $\mathbf{s}_j(\mathbf{X}_{pos_j})$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji
- (5) Wyznacz obrazy  $\mathbf{I}_{1j}, \mathbf{I}_{2j}$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji (p. 4.3.2)
- (6) Wyznacz przemieszczenia  $\Delta \mathbf{s}_j(\mathbf{X}_{pos_j})$  dla obrazów  $\mathbf{I}_{1j}, \mathbf{I}_{2j}$  i przemieszczeń  $\mathbf{s}_j(\mathbf{X}_{pos_j})$  z użyciem algorytmu z p. 4.1.7 z przemieszczeniem okna w drugim obrazie
- (7) Przetransformuj przemieszczenia  $\Delta \mathbf{s}_j(\mathbf{X}_{pos_j})$  do przemieszczeń  $\Delta \mathbf{s}(\mathbf{X}_{pos})$  na poziomie zerowym dekompozycji
- (8) Przetransformuj przemieszczenia  $\mathbf{s}_j(\mathbf{X}_{pos_j})$  do przemieszczeń  $\mathbf{s}'(\mathbf{X}_{pos})$  na poziomie zerowym dekompozycji
- (9) Aktualizuj przemieszczenia  $\mathbf{s} \leftarrow \mathbf{s}' + \Delta \mathbf{s}$

W krokach (3) i (4) algorytmu oblicza się pozycje oraz przemieszczenia cząstek w danej skali, co sprowadza się przeskalowania (podzielenia) tych zmiennych przez  $2^j$ , gdzie  $j$  jest poziomem dekompozycji.

#### 4.3.5 Estymacja przemieszczeń z deformacją obrazu

W tab. 4.3 zamieszczono algorytm wieloskalowej estymacji przemieszczeń z deformacją obrazu. Parametry wejściowe i wyjściowe są identyczne jak w przypadku algorytmu z p. 4.3.4. W kroku (3) algorytmu jest obliczane gęste pole (z krokiem co 1 px) wektorów przemieszczeń z pola o siatce nieregularnej. Do wyznaczenia tego pola zastosowano interpolację radialnymi funkcjami sklejanymi TPS.

Tab. 4.3 Algorytm wieloskalowej estymacji przemieszczeń bazujący na przepływie optycznym i deformacji obrazu.

Wejście:  $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2, \mathbf{X}_{pos}, \mathbf{s}_{init}$

Wyjście:  $\mathbf{s}(\mathbf{X}_{pos})$

- (1)  $\mathbf{s} = \mathbf{s}_{init}$
- (2) Dla każdego  $j = LiczbaPoziomówDekompozycji - 1: -1: 0$
- (3) Wyznacz gęste pole wektorów przemieszczeń  $\mathbf{s}_d$  z pola  $\mathbf{s}$ , z użyciem

- interpolacji radialnymi funkcjami TPS (p. 3.4.1)
- (4) Wyznacz obraz  $I_2'$  poprzez deformację obrazu  $I_2$  z użyciem pola  $s_d$  (p. 4.3.3)
  - (5) Oblicz pozycje cząstek  $X_{pos_j}$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji
  - (6) Wyznacz obrazy  $I_{1j}, I_{2j}$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji z obrazów  $I_1$  i  $I_2'$
  - (7) Wyznacz przemieszczenia  $\Delta s_j(X_{pos_j})$  dla obrazów  $I_{1j}, I_{2j}$  i przemieszczeń  $s_j(X_{pos_j})$  z użyciem algorytmu z p. 4.1.7
  - (8) Przetransformuj przemieszczenia  $\Delta s_j(X_{pos_j})$  do przemieszczeń  $\Delta s(X_{pos})$  na poziomie zerowym dekompozycji
  - (9) Aktualizuj przemieszczenia  $s \leftarrow s + \Delta s$

W tab. 4.4 przedstawiono zmodyfikowany algorytm z tab. 4.3, gdzie na każdym poziomie dekompozycji przeprowadza się kilkakrotnie estymację przemieszczeń, co jak pokazały testy symulacyjne (p. 4.3.6) pozwala zwiększyć zakres oraz dokładność wyznaczanych przemieszczeń.

Tab. 4.4 Algorytm wieloskalowej, iteracyjnej estymacji przemieszczeń bazujący na przepływie optycznym i deformacji obrazu.

Wejście:  $I_1, I_2, X_{pos}, s_{init}$

Wyjście:  $s(X_{pos})$

- (1)  $s = s_{init}$
- (2) Dla każdego  $j = LiczbaPoziomówDekompozycji - 1 : - 1 : 0$
- (3) Oblicz pozycje cząstek  $X_{pos_j}$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji
- (4) Dla każdego  $i = 1 : 1 : LiczbaIteracji$
- (5) Wyznacz gęste pole wektorów przemieszczeń  $s_d$  z pola  $s$ , z użyciem interpolacji radialnymi funkcjami TPS (p. 3.X)
- (6) Wyznacz obraz  $I_2'$  poprzez deformację obrazu  $I_2$  z użyciem pola  $s_d$  (p. 4.3.3)
- (7) Wyznacz obrazy  $I_{1j}, I_{2j}'$  na  $j$ -tym poziomie dekompozycji

- z obrazów  $I_1$  i  $I_2'$
- (8) Wyznacz przemieszczenia  $\Delta s_j(X_{pos_j})$  dla obrazów  $I_{1j}, I_{2j}'$   
z użyciem algorytmu z p. 4.1.7
- (9) Przetransformuj przemieszczenia  $\Delta s_j(X_{pos_j})$  do przemieszczeń  
 $\Delta s(X_{pos})$  na poziomie zerowym dekompozycji
- (10) Jeżeli  $j > 0$  lub  $i \neq 0$  filtruj pole przemieszczeń  $\Delta s(X_{pos})$
- (11) Aktualizuj przemieszczenia  $s \leftarrow s + \Delta s$

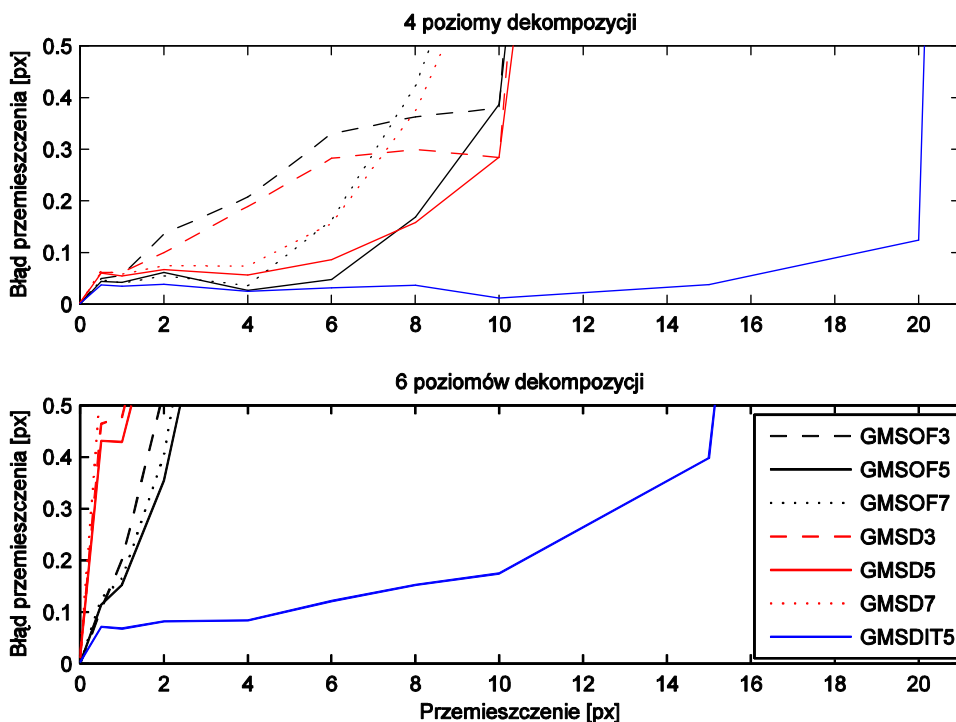
#### 4.3.6 Testy symulacyjne algorytmów

W celu oceny dokładności metod omówionych w p. 4.3.4 i 4.3.5 przeprowadzono szereg testów symulacyjnych. Na podstawie tych testów wybrano jedną z metod, która została użyta w metodzie hybrydowej. Testy wykonano podobnie jak w p. 4.2.8 tylko w większym zakresie przemieszczeń. Wyznaczono błąd estymacji RMS przemieszczenia w funkcji przemieszczenia zadanego dla jednorodnego pola wektorów przemieszczeń (z kątami wektorów  $\angle s_s = \frac{\pi}{4}$  rad), dla każdego z trzech algorytmów i trzech różnych filtrów dwumianowych w dekompozycji piramidalnej. Testy z różnymi filtrami przeprowadzono aby ocenić ich wpływ na dokładność estymacji. Generowano obrazy o wielkości  $1024 \times 1024$  px<sup>2</sup> z cząstkami rozmieszczonymi losowo. Dla każdego przemieszczenia wygenerowano 30 różnych realizacji a wynikowy błąd RMS obliczono jako średnią błędów RMS z całego pola, z poszczególnych realizacji. Testowane metody oznaczono następującymi skrótami:

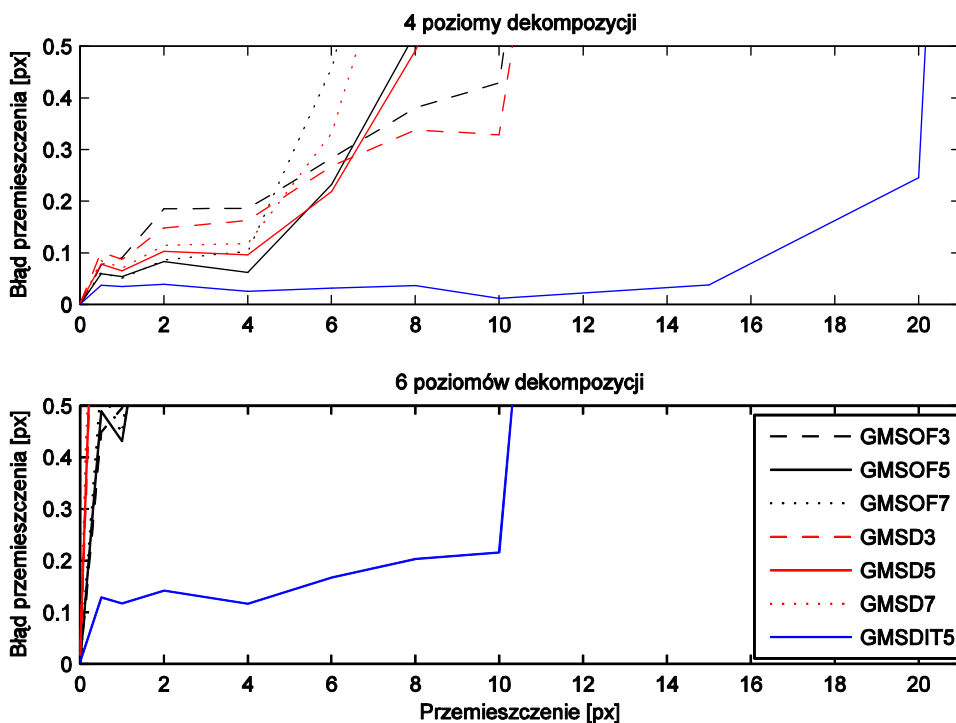
- GMSOF3, 5, 7 - metoda z przemieszczaniem okna z filtrem dwumianowym w dekompozycji piramidalnej o wielkości  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  i  $7 \times 7$ ,
- GMSD3, 5, 7 - metoda z deformacją obrazu z filtrem dwumianowym w dekompozycji piramidalnej o wielkości  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  i  $7 \times 7$ ,
- GMSDIT5 - metoda z deformacją obrazu z filtrem dwumianowym w dekompozycji piramidalnej o wielkości  $5 \times 5$ .

Na rys. 4.16, 4.17 i 4.18 przedstawiono wyniki symulacji przy gęstości cząstek w obrazie 10 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> i 4 oraz 6 poziomach dekompozycji, kolejno dla cząstek o średnich średnicach 3, 2.2, 4 px i odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px.

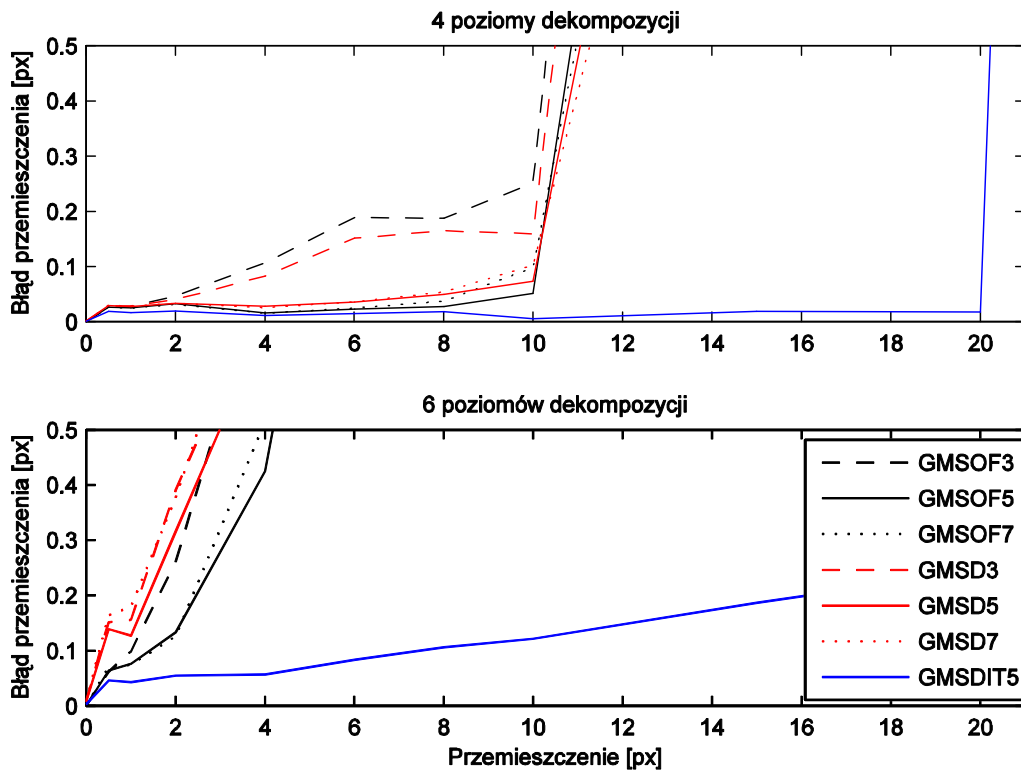




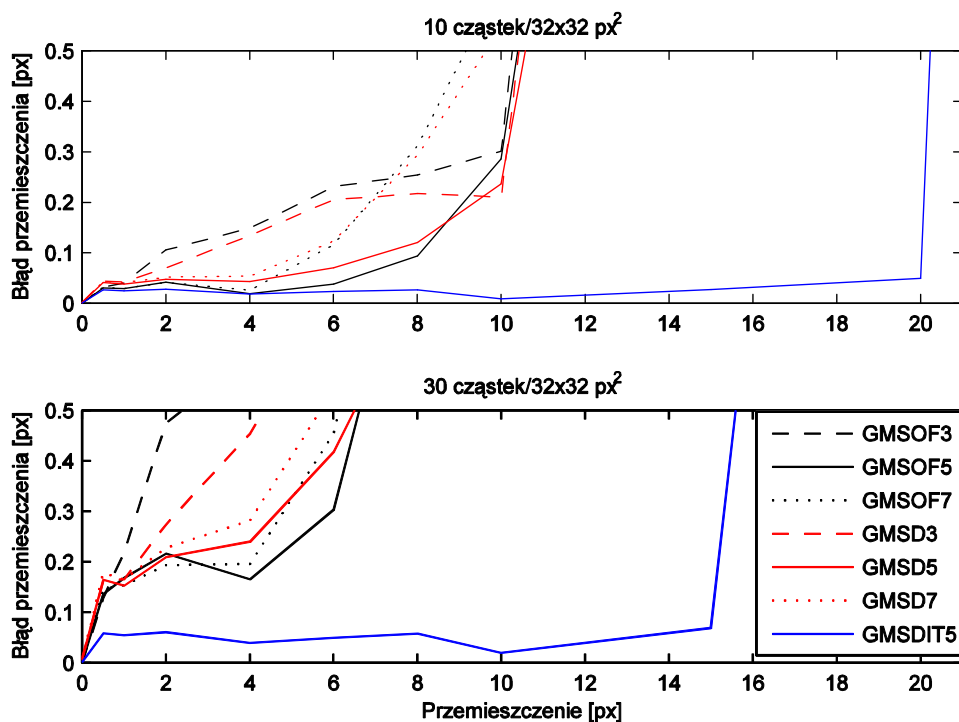
Rys.4.16 Zależność błędu estymacji przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla różnych metod z użyciem 4 i 6 poziomów dekompozycji. W symulacji użyto cząstek o średniej średnicy 3 px, odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px i gęstości 10 cząstek/32×32 px<sup>2</sup>.



Rys. 4.17 Zależność błędu estymacji przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla różnych metod z użyciem 4 i 6 poziomów dekompozycji. W symulacji użyto cząstek o średniej średnicy 2.2 px, odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px i gęstości 10 cząstek/32×32 px<sup>2</sup>.



Rys. 4.18 Zależność błędu estymacji przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla różnych metod z użyciem 4 i 6 poziomów dekompozycji. W symulacji użyto cząstek o średniej średnicy 4 px, odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px i gęstości 10 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>.



Rys. 4.19 Zależność błędu estymacji przemieszczenia od przemieszczenia zadanego dla cząstek o średniej średnicy 3 px i odchyleniu standardowym średnicy 0.5 px. Symulacje przeprowadzono dla gęstości 10 i 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>.

Z przeprowadzonych symulacji wynika, że błąd estymacji gwałtownie rośnie przy wzroście liczby poziomów dekompozycji z 4 do 6 poziomów. Analizując wpływ wielkości maski filtru w dekompozycji piramidalnej filtr o wielkości  $5 \times 5$  wydaje się być optymalnym wyborem. Dla filtru o wielkości  $3 \times 3$  w każdym z przypadków widać spadek dokładności, natomiast w przypadku filtru o wielkości  $7 \times 7$  spadek ten występuje dla cząstek o mniejszych średnicach. Na rys. 4.19 przedstawiono wyniki symulacji dla cząstek o średniej średnicy 3 px i gęstości 10 oraz 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup>. Testy symulacyjne pokazują, że przy wzroście gęstości z 10 do 30 cząstek/ $32 \times 32$  px<sup>2</sup> błąd estymacji metodą iteracyjną z deformacją obrazu wzrasta około dwukrotnie, ale nie przekracza 0.05 px.

Podsumowując, z przeprowadzonych symulacji wynika, że wzrost liczby poziomów dekompozycji powyżej 4 powoduje gwałtowny wzrost błędu estymacji przemieszczeń. Jest to związane z bardzo dużym rozmyciem obrazów cząstek i nakładaniem obrazów cząstek na siebie na wysokich poziomach dekompozycji. We wszystkich przypadkach najniższe błędy uzyskano z użyciem metody iteracyjnej z deformacją obrazu. We wszystkich przypadkach błąd estymacji przemieszczeń tą metodą w zakresie przemieszczeń do 14 px przy 4 poziomach dekompozycji nie przekraczał 0.05 px.

#### 4.4 Wielorozdzielcza estymacja przemieszczeń metodą korelacyjną z deformacją obrazu

W tab. 4.5 przedstawiono opracowany i zaimplementowany przez autora niniejszej pracy algorytm estymacji przemieszczeń wielorozdzielczą metodą korelacyjną z deformacją obrazu, który jest wykorzystywany w metodzie hybrydowej. Przedstawiony algorytm jest klasycznym rozwiązaniem stosowanym we współczesnej anemometrii PIV, jednak szczegóły implementacyjne sprawiają, że w zależności od implementacji uzyskuje się odmienne wyniki (Stanislas i in. 2005). Algorytm i implementację numeryczną opracowano głównie na podstawie prac: Scarano (2002), Scarano i Riethmullera (2000), Westerweela i Scarano (2005), Schrijera i Scarano (2008), Ronnebergera i in. (1998) oraz Raffela i in. (2007).

Tab. 4.5 Algorytm iteracyjnej metody korelacyjnej ze zmniejszaniem okna analizy i deformacją obrazu.

Wejście:  $I_1, I_2, s_{init}$

Wyjście:  $s$

$$(1) \quad s = s_{init}$$

(2) Ustal początkową wielkość  $N_W$  i początkowy skok  $\Delta_W$  okna

- (3) Dla każdego  $j = 1:1$ : *LiczbaIteracji*
- (4) Wyznacz obrazy  $I_1', I_2'$  poprzez deformację obrazu  $I_1$  z użyciem pola  $\frac{1}{2}\mathbf{s}$  oraz obrazu  $I_2$  z użyciem pola  $-\frac{1}{2}\mathbf{s}$  (p. 4.3.3)
- (5) Wyznacz pole wektorów przemieszczeń  $\Delta\mathbf{s}'$  pomiędzy obrazami  $I_1'$  i  $I_2'$  dla okna o wielkości  $N_W$  i skoku  $\Delta_W$  z użyciem korelacji (równanie 2.22)
- (6) Koryguj błędne wektory pola  $\Delta\mathbf{s}'$  z użyciem testu medianowego i interpolacji (p. 2.4.4)
- (7) Wyznacz gęste pole wektorów  $\Delta\mathbf{s}$  poprzez aproksymację pola  $\Delta\mathbf{s}'$
- (8) Zmniejsz wielkość  $N_W$  i skok  $\Delta_W$  okna
- (9) Aktualizuj pole przemieszczeń  $\mathbf{s} \leftarrow \mathbf{s} + \Delta\mathbf{s}$

W kroku (5) algorytmu wyznaczano przemieszczenia metodą korelacyjną, gdzie zaimplementowano korelację znormalizowaną z użyciem FFT według pracy Ronnebergera i in. (1998). Wektory przemieszczeń wyznaczano z użyciem interpolacji funkcją Gaussa (Raffel i in. 2007). W kroku (6) użyto testu medianowego na podstawie pracy Westerwella i Scarano (2005). W kroku (7) gęste pole wyznaczano poprzez interpolację ze wstawianiem zer i filtrację dolnoprzepustową. Filtracja dolnoprzepustowa jednocześnie zapewniała stabilność estymacji iteracyjnej (Schrijer i Scarano 2008).

#### 4.5 Algorytm metody hybrydowej

W tab. 4.6 przedstawiono algorytm metody hybrydowej, w którym wektory przemieszczeń wyznaczano w pierwszym etapie z użyciem algorytmu korelacyjnego omówionego w p. 4.4, a następnie w drugim etapie z użyciem iteracyjnej metody bazującej na przepływie optycznym z deformacją obrazu (p. 4.3.5, tab. 4.4). Metodę iteracyjną z deformacją obrazu wybrano na podstawie wyników uzyskanych w testach symulacyjnych w p. 4.3.6.

Tab. 4.6 Algorytm metody hybrydowej estymacji pola wektorów przemieszczeń.

Wejście:  $I_1, I_2$

Wyjście:  $\mathbf{s}$

- (1) Wyznacz pole wektorów przemieszczeń  $\mathbf{s}_{PIV}$  z użyciem algorytmu korelacyjnego z p. 4.4 (tab. 4.5)
- (2) Wyznacz położenia cząstek  $\mathbf{X}_{pos}$  z użyciem algorytmu z p. 3.3.4

- (3) Oblicz pole przemieszczeń  $\mathbf{s}_{init}(\mathbf{X}_{pos})$  z pola  $\mathbf{s}_{PIV}$  z użyciem interpolacji funkcjami radialnymi TPS
- (4) Wyznacz pole przemieszczeń  $\mathbf{s}_{init}(\mathbf{X}_{pos})$  z użyciem algorytmu bazującego na przepływie optycznym z p. 4.3.4 (tab. 4.4)

## 4.6 Testy metody hybrydowej

### 4.6.1 Testy dla sekwencji obrazów VSJ

W niniejszym punkcie przeprowadzono testy dokładności estymacji opracowanej metody na obrazach testowych rekomendowanych przez organizację Visualization Society of Japan i omówionych w pracy Okamoto i in. (2000). Testy przeprowadzono w celu porównania dokładności opracowanej metody z metodami bazującymi na przepływie optycznym opracowanymi przez innych badaczy. Celem autora pracy było również zbadanie opracowanej metody na danych pochodzących z niezależnego od autora metody źródła.

Zestaw obrazów VSJ STD 01-08 składa się z ośmiu sekwencji obrazów, które zostały wygenerowane z użyciem pola o identycznym rozkładzie prędkości ale o różnych parametrach i jest przeznaczony do testowania dokładności algorytmów PIV. Do generacji obrazów wykorzystano pole wektorów prędkości ze strumieniem przyściennym charakteryzującym się niewielkimi efektami trójwymiarowymi. W tab. 4.7 zamieszczono parametry poszczególnych sekwencji obrazów.

Tab. 4.7 Parametry obrazów VSJ STD 00-08 (Okamoto i in. 2000).

Sekwencja	$\bar{v}$	$v_{max}$	$ \overline{W} $	$ W _{max}$	$N$	$\bar{d}$	$\sigma_d$
01	7.4	15.0	0.017	0.10	4000	5.0	1.4
02	22.0	45.0	0.060	0.30	4000	5.0	1.4
03	2.5	5.1	0.006	0.03	4000	5.0	1.4
04	7.4	15.0	0.017	0.10	10000	5.0	1.4
05	7.4	15.0	0.017	0.10	1000	5.0	1.4
06	7.4	15.0	0.017	0.10	4000	5.0	0.0
07	7.4	15.0	0.017	0.10	4000	10.0	4.0
08	7.4	15.0	0.17	0.99	4000	5.0	1.4

Parametry z tab. 4.7 mają następujące znaczenie:

$\bar{v}$  - średnia prędkość [px/ramka],

$v_{max}$  - maksymalna prędkość [px/ramka],

$|\overline{W}|$  - względna średnia prędkość poza płaszczyzną [ramka<sup>-1</sup>],

$|W|_{max}$  - maksymalna względna prędkość poza płaszczyzną [ramka<sup>-1</sup>],

$N$  - liczba cząstek w obrazie,

$\bar{d}$  - średnia średnica cząstek [px],

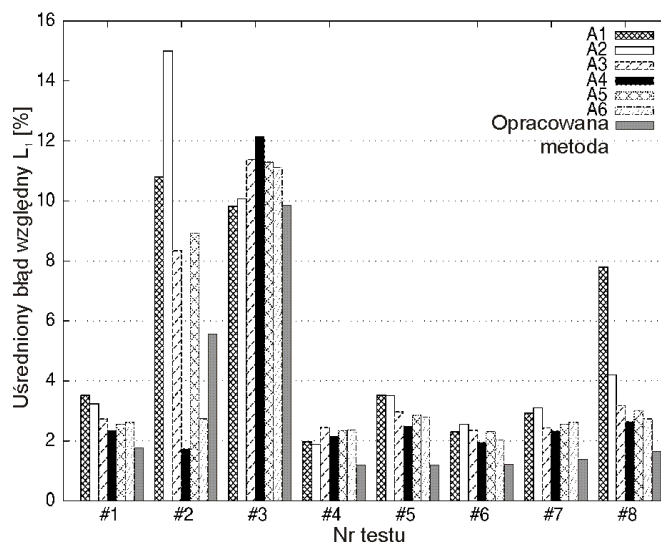
$\sigma_d$  - odchylenie standardowe średnicy cząstek [px].

W przeprowadzonym teście dla każdej z sekwencji obrazów wyznaczono, z użyciem metody hybrydowej, uśredniony i unormowany względem prędkości średniej błąd względny  $L_1$ . Błąd względny  $L_1$  obliczono zgodnie z procedurą omówioną w pracach Quénota (2000) i Corpettiego i in. (2006), dzięki czemu możliwe było bezpośrednie porównanie opracowanej metody z wynikami testów innych metod. Uzyskane wartości błędów zamieszczono w tab. 4.8.

Tab. 4.8 Błędy względne  $L_1$  metody hybrydowej dla obrazów VSJ STD 01-08.

Nr testu VSJ STD	01	02	03	04	05	06	07	08
Błąd $L_1$ [%]	1.8	5.6	9.9	1.2	1.2	1.2	1.4	1.7

Porównanie uzyskanych błędów z błędami innych metod przedstawiono na rys. 4.20. Rys. 4.20 jest zmodyfikowaną wersją rysunku pochodzącego z pracy Corpettiego i in. (2006), modyfikacja polegała na dodaniu do istniejącego rysunku słupków reprezentujących błędy opracowanej metody. Zdecydowano się na takie rozwiązanie, ponieważ część wyników uzyskanych przez autorów pracy nie została podana w postaci liczbowej tylko w postaci graficznej na ww. rysunku.



Rys. 4.20 Porównanie dokładności różnych metod z opracowaną metodą hybrydową (zmodyfikowany rysunek z pracy Corpettiego i in. (2006)).

Każda z testowanych sekwencji obrazów charakteryzowała się jakąś wyróżniającą cechą. W sekwencji 03 występowało najmniejsze przemieszczenie średnie równe 2.5 px, natomiast w sekwencji 02 największe (22 px). W sekwencji 04 koncentracja cząstek była największa (10000), natomiast w sekwencji 05 najmniejsza (1000). W sekwencji 07 znajdowały się największe cząstki (średnia średnica 10 px), natomiast w sekwencji 08 występowało największe przemieszczenie poza płaszczyzną pomiarową.

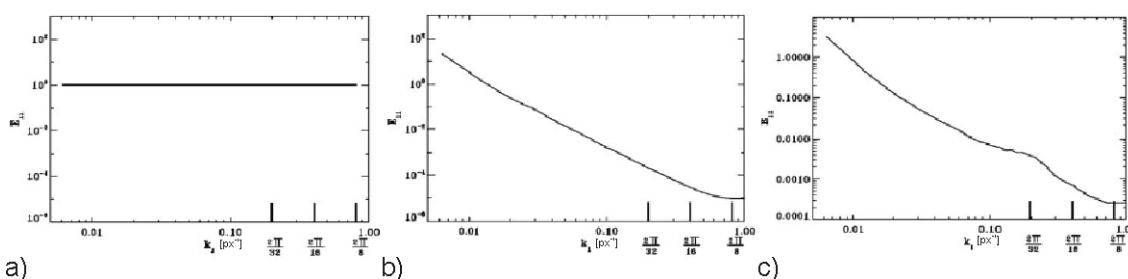
Z analizy porównania z rys. 4.20 wynika, że w prawie wszystkich testach poza testem 02 i 03 opracowana metoda charakteryzowała się mniejszym błędem od pozostałych metod. W teście 02, gdzie występowało największe przemieszczenie dwie metody charakteryzowały się mniejszym błędem od opracowanej metody, w teście 03 jedna metoda charakteryzowała się porównywalnym błędem z opracowaną metodą, natomiast pozostałe metody charakteryzowały się większym błędem. Wśród porównywanych metod znalazły się: A1 - metoda wykorzystująca programowanie dynamiczne (Quénot i in. 1998, Quénot 2000), A2 - implementacja metody wariacyjnej dokonana przez Ruhnaua i in. (2005), A3 - implementacja wieloskalowego i wielosiatkowego algorytmu Horna i Schuncka dokonana przez Mémina i Péreza (Heitz i in. 2010, Corpetti i in. 2006), A4, A5, A6 - implementacje wariacyjne z użyciem różnych metod regularyzacji (Corpetti i in. 2006, Heitz i in. 2010).

#### 4.6.2 Testy widmowe dla obrazów PIV Challenge 2005

W niniejszym teście zbadano odpowiedź widmową opracowanej metody z użyciem sekwencji obrazów przygotowanych do testów widmowych na warsztaty PIV Challenge 2005, które odbyły się w Pasadenie w 2005 r. (Stanislas i in. 2008). Podobnie jak w przypadku testów z

p. 4.6.1 również w tym przypadku skorzystano z niezależnych od autora testowanej metody sekwencji obrazów, co jednocześnie pozwoliło porównać uzyskane wyniki z innymi metodami. Zestaw obrazów został wygenerowany dla trzech różnych pól prędkości o charakterystykach widmowych przedstawionych na rys. 4.21.

Organizatorzy nie udostępnili oryginalnych pól prędkości tylko wygenerowane obrazy i ich widma, więc niemożliwe było określenie błędu wyznaczonych pól. Nie podano też procedury wyznaczania widma w związku z tym uzyskane w testach widma mogą być przesunięte w osi energii względem oryginalnych, natomiast kształt i dynamika powinny być identyczne. Widma wyznaczone testowanymi metodami przesunięto w osi energii tak aby pokrywały się z widmami oryginalnymi, co ułatwiło analizę. Na rys. 4.18, 4.20, 4.22 przedstawiono charakterystyki widmowe opracowanej metody korelacyjnej GGPIV (p. 4.4) oraz metody hybrydowej GGHYBRID (p. 4.5), natomiast na rys. 4.19, 4.21, 4.23 w celu porównania widma uzyskane na PIV Challenge 2005. W testach metody GGPIV użyto okna o wielkości  $9 \times 9 \text{ px}^2$ , natomiast w testach metody GGHYBRID okna o wielkości  $5 \times 5 \text{ px}^2$ , były to najmniejsze, sensowne okna, które można było zastosować dla testowanych metod.



Rys. 4.21 Widma pól użytych do generacji obrazów testowych A1 (a), A2 (b), A3 (c) (Stanislas i in. 2008).

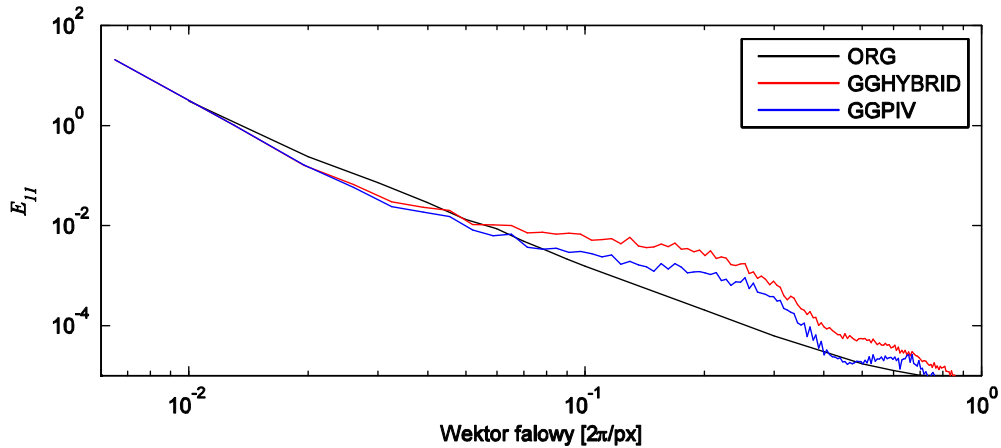
### Testy dla sekwencji A1

Sekwencja A1 charakteryzuje się całkowicie płaskim widmem (rys. 4.17a) i została stworzona w celu oceny filtrującego efektu testowanych metod. Pole użyte do wygenerowania tej sekwencji ma charakter szumu białego.

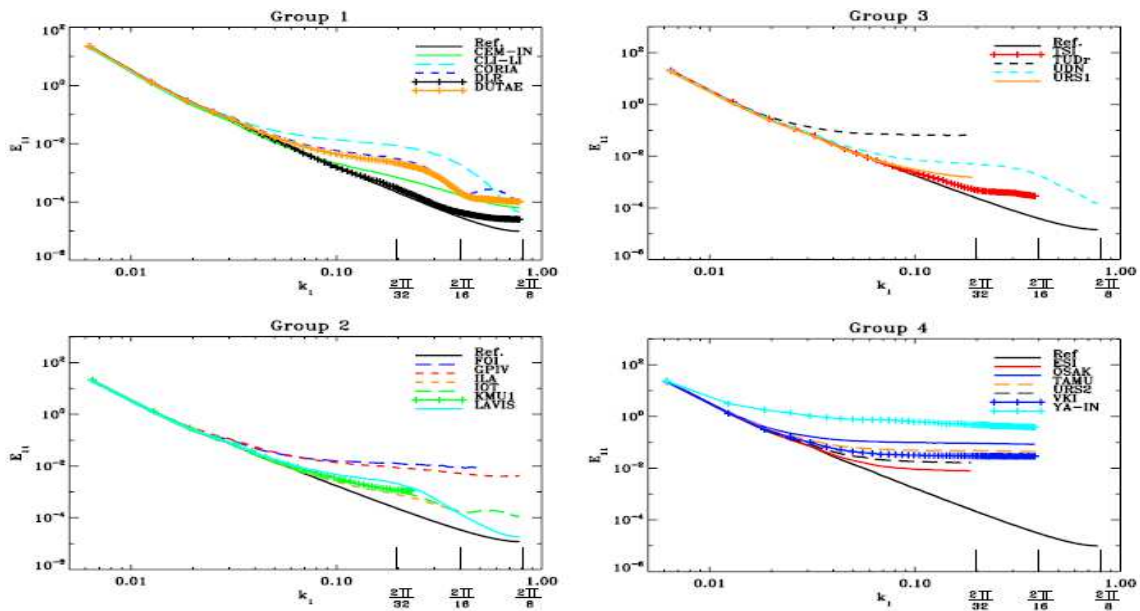
Na rys. 4.22 przedstawiono widma pól wyznaczonych testowanymi metodami. Z analizy wynika, że metoda hybrydowa charakteryzuje się płaskim widmem w znacznie szerszym zakresie skal względem metody korelacyjnej. Pola otrzymane w metodzie korelacyjnej charakteryzują się mniejszymi amplitudami niż pola otrzymane metodą hybrydową. Porównując widmo uzyskane metodą hybrydową z widmami innych metod (rys. 4.23) widać, że metoda ta charakteryzuje się szerokim zakresem odwzorowywanych skal.







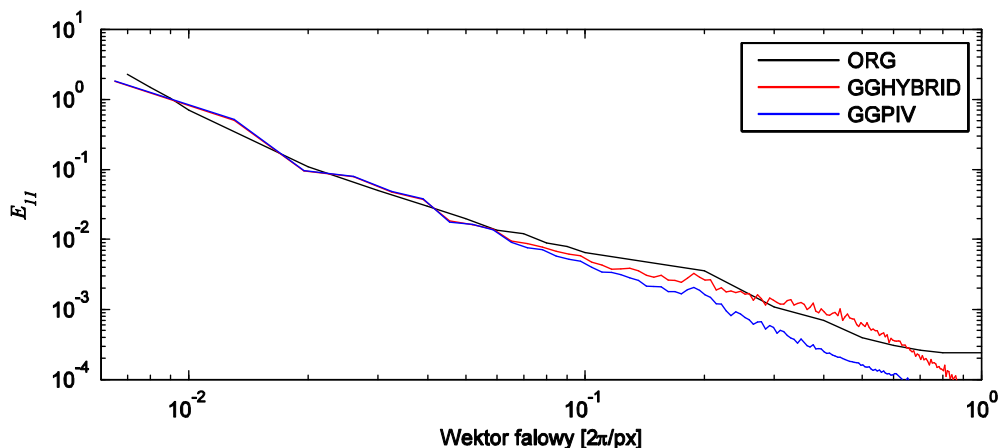
Rys. 4.24 Widma pól wyznaczonych metodami GGPIV i GGHYBRID oraz widmo pola oryginalnego dla sekwencji obrazów A2.



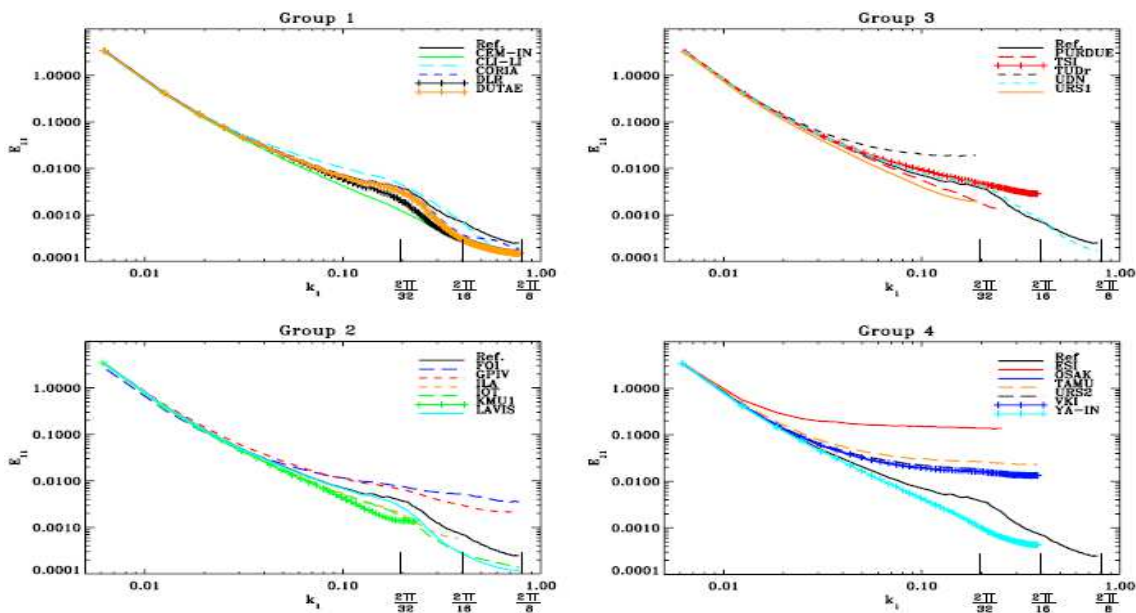
Rys. 4.25 Widma metod testowanych na PIV Challenge 2005 dla sekwencji A2 (Stanislas i in. 2008).

### Testy dla sekwencji A3

Pole użyte do generacji sekwencji obrazów A3 jest warstwowym przepływem turbulentnym powstałym w symulacji DNS (*Direct Numerical Simulation*). Jego widmo charakteryzuje się prawie liniowym spadkiem z niewielkim podbiciem w zakresie dużych częstotliwości, które jest wynikiem niestabilności. Na rys. 4.26 przedstawiono otrzymane w teście widma. Większość algorytmów testowanych na PIV Challenge 2005 nie odwzorowała tego charakterystycznego podbicia. Z analizy otrzymanych w teście wyników widać w widmie metody hybrydowej zbliżenie do charakterystycznego podbicia. Widma pól otrzymanych innymi metodami przedstawiono na rys. 4.27.



Rys. 4.26 Widma pól wyznaczonych metodami GGPIV i GGHYBRID oraz widmo pola oryginalnego dla sekwencji obrazów A3.



Rys. 4.27 Widma metod testowanych na PIV Challenge 2005 dla sekwencji A3 (Stanislas i in. 2008).

## 4.7 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale omówiono zaproponowaną przez autora pracy lokalną metodę estymacji pól prędkości bazującą na algorytmie Lucasa - Kanade. W opracowanej metodzie gradienty wyznaczano iteracyjnie z użyciem aproksymacji, na bardzo małych obszarach, dwuwymiarową funkcją Gaussa, co pozwoliło na iteracyjne obliczanie przemieszczeń. Opracowaną metodę porównano z innymi omówionymi w literaturze metodami lokalnej estymacji przemieszczeń, również opartymi na przepływie optycznym. Wyniki testów pokazały, że zaproponowana metoda charakteryzuje się większą dokładnością, od innych

testowanych metod, w zakresie niewielkich średnic cząstek, tj. o średnich średnicach do 3 px, natomiast w zakresie większych cząstek uzyskuje się podobne dokładności jak w przypadku innych metod. Duża dokładność w zakresie niewielkich średnic jest pożądana, ponieważ są to standardowe zakresy średnic jakie stosuje się w anemometrii obrazowej PIV. Stosowanie niewielkich cząstek z dużą gęstością pozwala uzyskać również największe rozdzielczości przestrzenne.

W dalszej części rozdziału omówiono adaptację opracowanej metody w algorytmie wieloskalowym z użyciem dekompozycji piramidalnej, którą wykonano w celu zwiększenia zakresu estymowanych przemieszczeń. Przetestowano dwa podejścia takiej adaptacji, z przesunięciem okna oraz z deformacją obrazu. W przypadku deformacji obrazu przetestowano również estymację iteracyjną (kilkukrotną) na każdym z poziomów dekompozycji, co jak pokazały testy pozwoliło na znaczne zwiększenie dokładności opracowywanej metody. W testach symulacyjnych sprawdzano również wpływ liczby poziomów dekompozycji oraz rzędu zastosowanych filtrów dolnoprzepustowych w dekompozycji piramidalnej na uzyskane dokładności estymacji przemieszczeń.

Przeprowadzone testy symulacyjne pozwoliły na wybór najbardziej optymalnego, wieloskalowego rozwiązania lokalnej estymacji przemieszczeń. W dalszej części rozdziału omówiono metodę hybrydową, w której połączono właściwości korelacyjnej, wielorozdzielczej estymacji z deformacją obrazu z opracowaną wieloskalową metodą opartą na przepływie optycznym. W metodzie hybrydowej estymacja metodą korelacyjną jest przeprowadzana na siatce regularnej, natomiast metodą bazującą na przepływie optycznym na siatce nieregularnej z węzłami umieszczonymi w punktach gdzie znajdują się cząstki. Użycie siatki nieregularnej pozwoliło zmniejszyć błąd estymacji, ponieważ wektory przemieszczeń są wyznaczone tylko w miejscach gdzie prawdopodobieństwo uzyskania wektora prawidłowego jest największe.

Opracowaną metodę hybrydową przetestowano na obrazach testowych pochodzących z niezależnych źródeł (Visualization Society of Japan i PIV Challenge 2005). Użycie ogólnodostępnych danych testowych i procedur pozwoliło na porównanie opracowanej metody z metodami innych badaczy. W pierwszej grupie testów określono i porównano z innymi dokładność estymacji opracowanej metody. Z porównania wynika, że w prawie wszystkich przypadkach opracowana metoda charakteryzowała się znacząco większą dokładnością od innych metod bazujących na przepływie optycznym. Opracowaną metodę porównywano głównie z metodami wariacyjnymi bazującymi na przepływie optycznym ze

względu na dostępność wyników ich testów. W drugiej grupie testów badano odpowiedź widmową metody hybrydowej na specjalnie do tego celu przygotowanych obrazach testowych. Również w tym przypadku było możliwe porównanie z szeregiem różnych metod, które były testowane podczas warsztatów PIV Challenge 2005. Z analizy otrzymanych wyników widać, że metoda hybrydowa dobrze odwzorowuje widmo badanych przepływów.

Opracowana metoda hybrydowa została zaimplementowana w środowisku Matlab i napisana w językach C++ i Matlab. W języku C++ napisano wszystkie krytyczne czasowo algorytmy, np. iteracyjną metodę estymacji z aproksymacją dwuwymiarowymi funkcjami Gaussa. W przypadkach szczególnie wymagających obliczeniowo algorytmów wykorzystano wielordzeniowość (czy wieloprocessorowość) współczesnych komputerów implementując kod w języku C++ z użyciem techniki OpenMP. Takie podejście pozwoliło na kilkukrotne skrócenie czasu obliczeń.



# 5

## Aparatura pomiarowa

W rozdziale omówiono opracowane i zbudowane przez autora niniejszej pracy kluczowe elementy stanowiska pomiarowego, które zostały wykorzystane w badaniach eksperymentalnych metod opracowanych w rozdziale 4. Tymi elementami są oświetlacz generujący płaszczyzną oświetlającą objętość pomiarową oraz sterownik - synchronizator kontrolujący pracę wszystkich urządzeń wykorzystywanych w eksperymencie.

### 5.1 Oświetlacz

#### 5.1.1 Charakterystyka, założenia

W eksperymentach do generacji płaszczyzny oświetlającej wykorzystano specjalnie skonstruowany oświetlacz oparty na wyładowczych - błyskowych lampach ksenonowych. W większości współczesnych eksperymentów w pomiarach PIV wykorzystuje się wysokoenergetyczne lasery impulsowe (Raffel i in. 2007). Zbudowany oświetlacz nie generuje wiązki o tak dobrych parametrach jak komercyjne rozwiązania wykorzystujące lasery impulsowe, ale w niektórych zastosowaniach jest wystarczający, znacznie tańszy i niewymagający zachowywania szczególnych środków ostrożności, takich jak przy pracy z laserami dużej mocy.

Oświetlacz stosowany w pomiarach PIV musi generować wiązkę światła o bardzo dużej energii, niewiele źródeł światła umożliwia generację strumienia o tak dużej gęstości energii. Na etapie projektowania oświetlacza zrezygnowano ze stosowania źródeł o pracy

ciągłej ze względu na duże ilości wydzielanego ciepła oraz niewielką ilość energii jaka przypada na krótką chwilę rejestracji jednej klatki obrazu. Ponieważ w pomiarach PIV rejestruje się obraz w krótkich chwilach czasowych wykorzystanie źródła ciągłego wymagałoby również stosowania dodatkowego przerywania wygenerowanej wiązki światła, albo kamery z bardzo krótką migawką. Jako źródło światła wybrano wyładowczą - błyskową lampę ksenonową (nazywaną również palnikiem ksenonowym), która pracuje impulsowo i generuje impulsy o dużej energii. Ze względu na niewielkie częstotliwości powtarzania impulsów zastosowano dwie lampy, wyzwalane sekwencyjnie jedna po drugiej, zapewniając wymagane do rejestracji szybkich przepływów odstępy czasowe. Na rys. 5.1 przedstawiono fotografię opracowanego i zbudowanego oświetlacza.



Rys. 5.1 Fotografia zbudowanego oświetlacza.

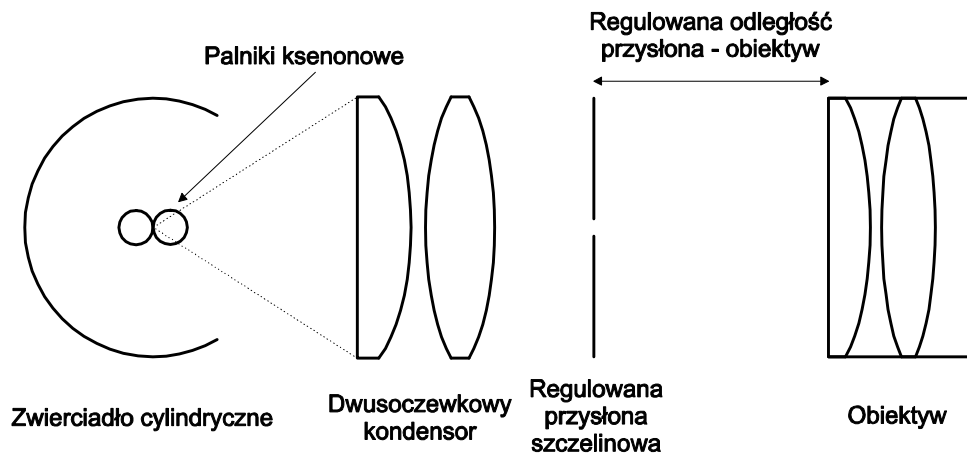
Pomimo iż lampy ksenonowe generują impulsy o bardzo dużej energii ich użycie w aplikacjach gdzie wymaga się odpowiednio uformowanej, skolimowanej wiązki jest bardzo trudne, ponieważ generują światło rozproszone. Raffel i in. (2007) piszą o możliwości użycia w anemometrii obrazowej lamp ksenonowych, natomiast po przeglądzie literatury dokonany przez autora niniejszej pracy nie znaleziono żadnego rozwiązania, w którym generowano płaszczyznę o niewielkiej grubości. Jedynie znaleziono rozwiązania gdzie lampy ksenonowe używano do oświetlania całej objętości lub tła, np. (De Ponte i in. 2001, Kowalewski 2001).

W ostatnich latach, dzięki rozwojowi diod LED dużej mocy podejmuje się próby ich użycia w anemometrii obrazowej (Willert i in. 2010, Gross i in. 2010, Buchmann i in. 2010, 2012).

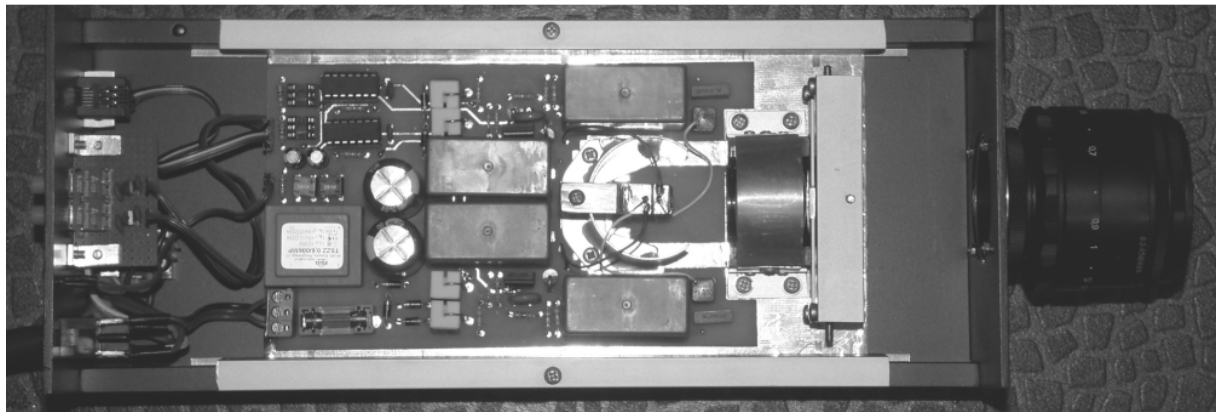
### 5.1.2 Układ optyczny

W celu wygenerowania płaszczyzny oświetlającej o niewielkiej rozbieżności przestrzennej oświetlacz wyposażono w odpowiedni układ optyczny, którego schemat przedstawiono na rys. 5.2. Na rys. 5.3 przedstawiono fotografię budowy wewnętrznej oświetlacza.





Rys. 5.2 Schemat układu optycznego oświetlacza.



Rys. 5.3 Fotografia budowy wewnętrznej oświetlacza.

W torze optycznym oświetlacza występują następujące elementy:

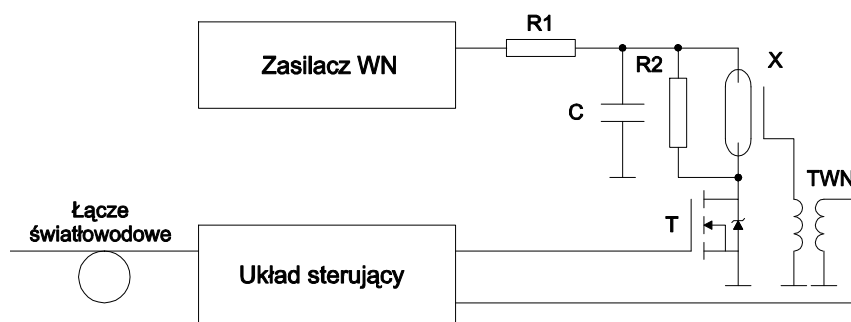
- zwierciadło cylindryczne o średnicy 38 mm,
- dwie liniowe, błyskowe lampy ksenonowe BGA1020 (PerkinElmer Optoelectronics, Singapur) o średnicy zewnętrznej 3.15 mm, długości łuku 20 mm, maksymalnej energii impulsu 3.38 Ws,
- kondensor złożony z soczewki płasko - wypukłej i dwuwypukłej o wypadkowej ogniskowej 40 mm,
- przysłona o regulowanej szczelinie,
- obiektyw z mocowaniem M42 HELIOS-44-2 o ogniskowej 58 mm.

Dwie lampy ksenonowe umieszczono bardzo blisko siebie, jedna przed drugą, punkt połączenia obu lamp znajduje się w środku zwierciadła cylindrycznego i w ognisku kondensora. Zwierciadło, lampy ksenonowe, kondensator oraz regulowana przysłona zostały umieszczone na wspólnej, przesuwalnej płycie w celu umożliwienia regulacji odległości

obrazu powstałego na szczelinie od obiektywu. Regulowana szczelina oraz odległość od obiektywu pozwalają na generację wiązki o parametrach geometrycznych najbardziej optymalnych dla danego zastosowania.

### 5.1.3 Układ elektroniczny

Ze względu na użycie dwóch lamp ksenonowych, pracujących niezależnie, konieczne było zbudowanie dwóch odrębnych torów sterujących lampami. Na rys. 5.4 przedstawiono uproszczony schemat jednego toru.



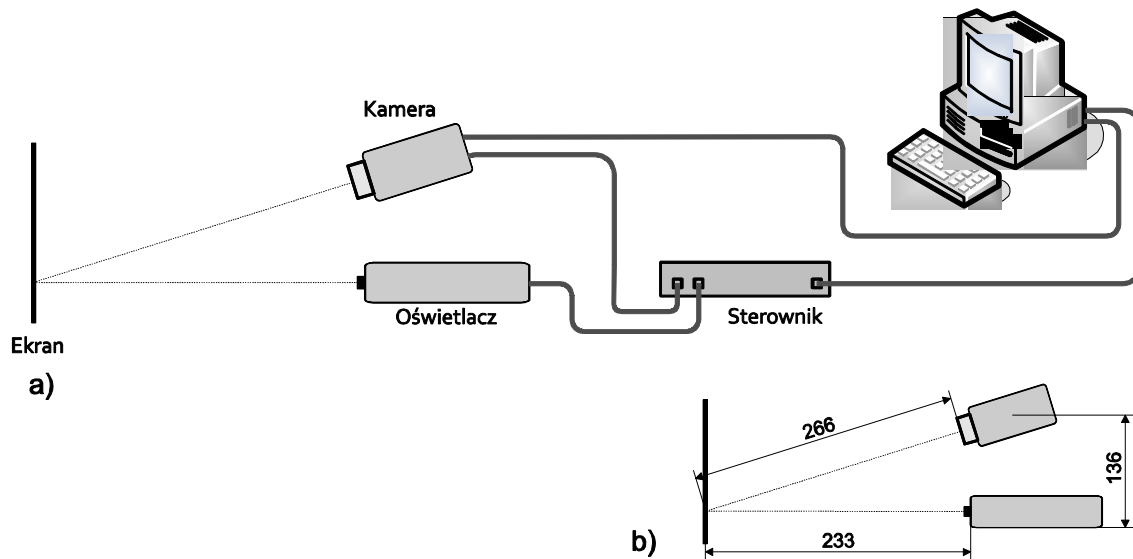
Rys. 5.4 Uproszczony schemat jednego kanału oświetlacza.

Zasilacz wysokiego napięcia (WN) dostarcza do palnika ksenonowego prąd stały o napięciu 650 V. Kondensator magazynuje ładunek, który oddaje w czasie wyładowania lampy. Użycie kondensatora jest konieczne, ponieważ w bardzo krótkiej chwili, w czasie wyładowania prąd palnika przekracza dziesiątki amperów. Stała czasowa  $RIC$  została tak ustalona aby czas powtarzania błysków nie był dłuższy niż 1 ms. Tranzystor MOSFET (T) został użyty w celu kontrolowania czasu wyładowania palnika. Transformator wysokiego napięcia (TWN) generuje impulsy inicjujące wyładowanie w lampie, dostarcza impulsy o napięciu przekraczającym 6 kV. Ze względu na panujące w układzie oświetlacza wysokie napięcia zdecydowano się na sterowanie nim poprzez łącze światłowodowe.

### 5.1.4 Parametry przestrzenne generowanej płaszczyzny oświetlającej

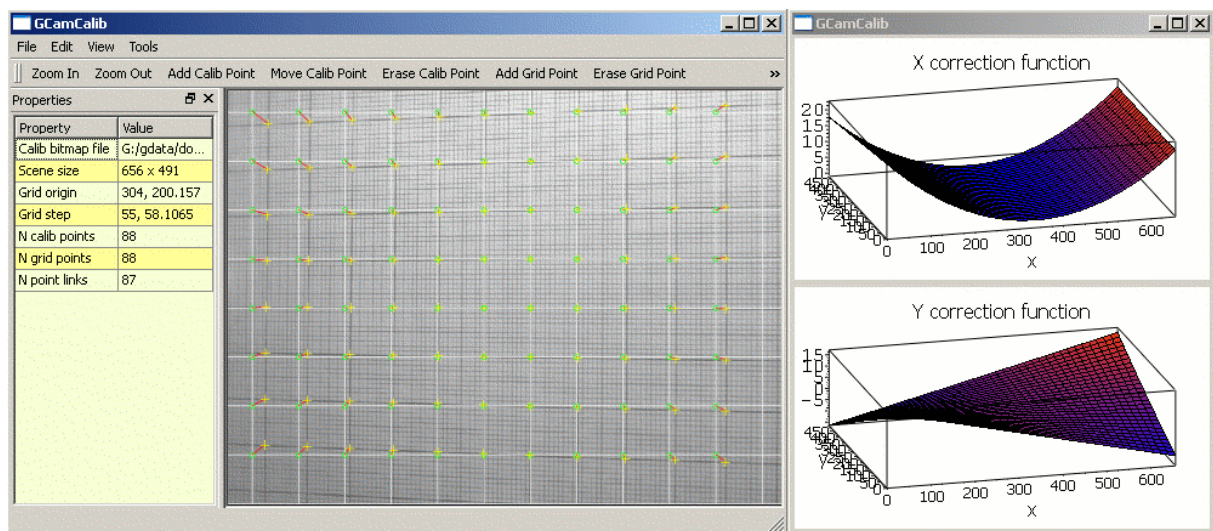
W celu określenia parametrów geometrycznych generowanej wiązki oświetlającej wykonano szereg pomiarów w układzie przedstawionym na rys. 5.5a. Przed oświetlaczem umieszczono biały ekran, który rejestrowano z użyciem monochromatycznej kamery CMOS Basler A602f (Basler AG, Niemcy) o rozdzielczości  $656 \times 491 \text{ px}^2$ . Odpowiednią synchronizację oraz sterowanie kamery i oświetlacza zapewniał sterownik omówiony w drugiej części niniejszego

rozdziału. Na rys. 5.5b zamieszczono najważniejsze odległości występujące w układzie pomiarowym.



Rys. 5.5 Schemat układu pomiarowego użytego w pomiarach parametrów geometrycznych wiązki oświetlacza.

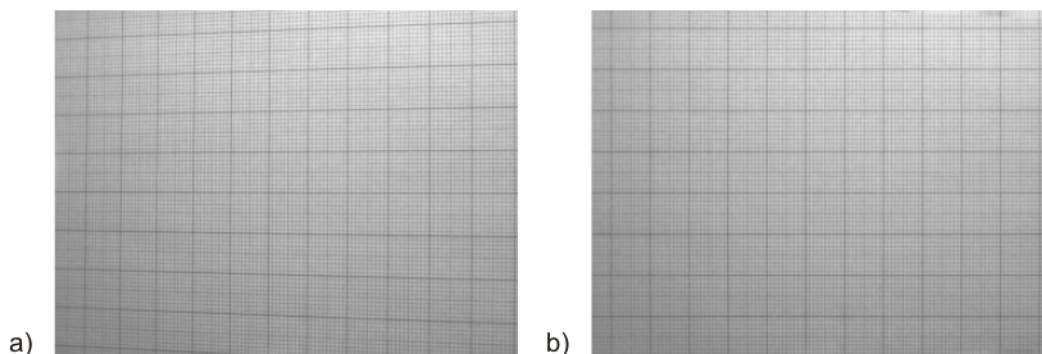
Ponieważ w eksperymencie kamera musiała być ustawiona pod pewnym kątem do ekranu zarejestrowane obrazy wymagały korekcji geometrycznej, którą wykonano z użyciem specjalnie napisanego w tym celu oprogramowania GCamCalib (rys. 5.6).



Rys. 5.6 Widok programu GCamCalib do korekcji geometrycznej obrazu.

Korekcję zarejestrowanych obrazów przeprowadzono dokonując najpierw kalibracji. Kalibrację wykonano rejestrując obraz siatki prostokątnej (rys. 5.7a) oraz określając punkty kontrolne (Materka 1991). Na podstawie punktów kontrolnych metodą najmniejszych kwadratów dopasowano wielomiany 3 stopnia, których postać przedstawiono w prawej części

rys. 5.6. Na rys. 5.7b przedstawiono obraz zarejestrowanej siatki po transformacji z użyciem wielomianów wyznaczonych podczas kalibracji.

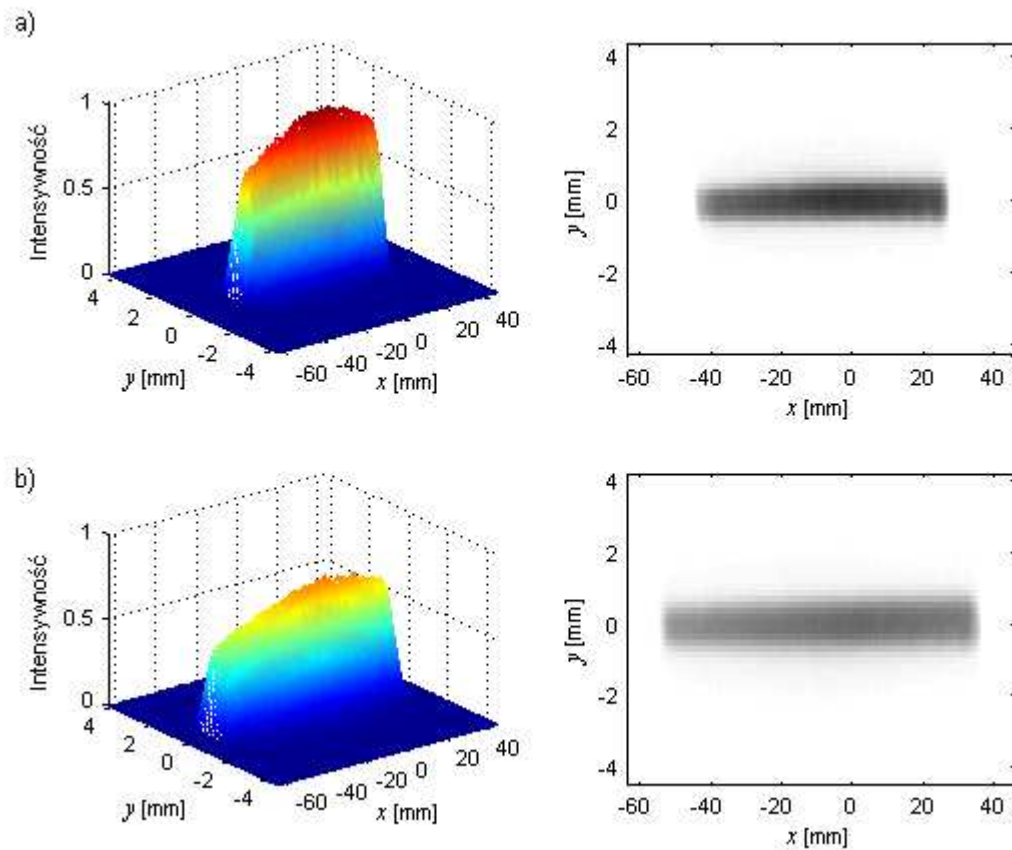


Rys. 5.7 Widok siatki użytej do kalibracji kamery, a) zarejestrowany obraz siatki, b) widok zarejestrowanej siatki po transformacji geometrycznej z użyciem programu GCamCalib.

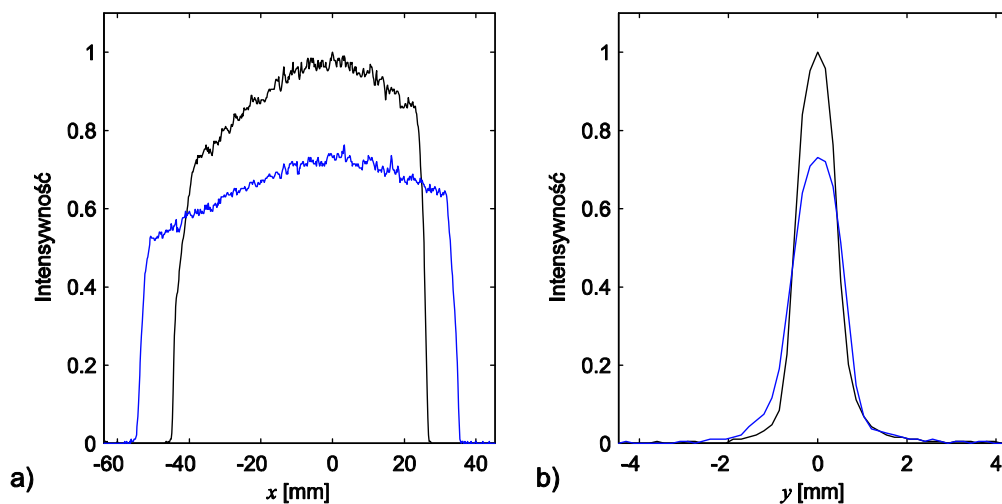
W celu określenia rozkładu intensywności oraz parametrów geometrycznych wiązki zarejestrowano obrazy rzutu wiązki na ekran dla dwóch różnych odległości oświetlacza od ekranu. W pierwszym przypadku oświetlacz był ustawiony w odległości takiej jak na rys. 5.5b, natomiast w drugim przypadku odległość zwiększono o 62 mm. Wykonano dwie serie pomiarów dla dwóch różnych grubości generowanej płaszczyzny, ok. 1.5 mm i ok. 4 mm.

#### **Parametry przestrzenne wiązki o grubości 1.5 mm**

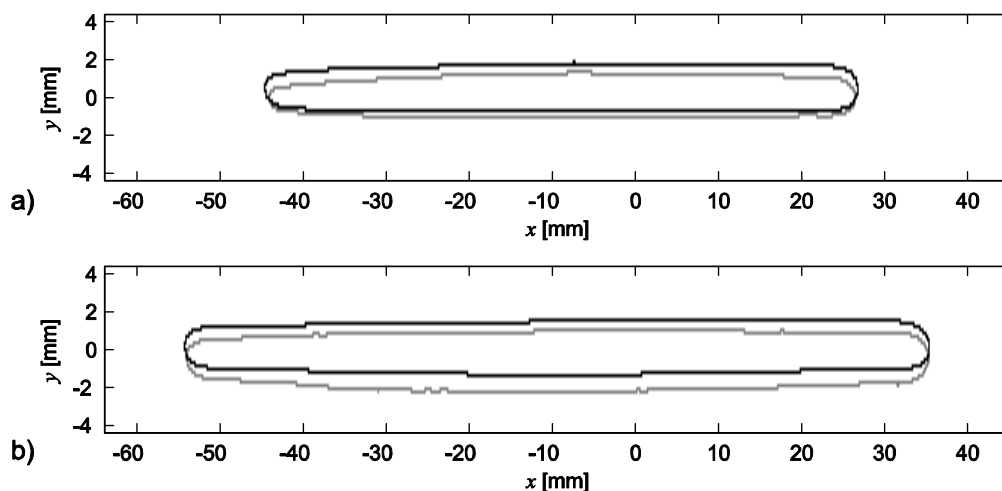
Na rys. 5.8 przedstawiono rozkład intensywności wiązki z kanału pierwszego dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu - 233 mm (rys. 5.8a) i 295 mm (rys. 5.8b), natomiast na rys. 5.9 przedstawiono profile intensywności wiązki w dwóch prostopadłych przekrojach przechodzących przez maksimum intensywności. Z analizy uzyskanych obrazów intensywności oraz profili wynika, że generowana wiązka nie charakteryzuje się symetrycznym rozkładem intensywności wzdłuż szerokości. Na podstawie zarejestrowanych obrazów intensywności wyznaczono kontury brzegów wiązki dla obu kanałów oświetlacza, które przedstawiono na rys. 5.10. Kontury wyznaczono dla spadku intensywności do wartości  $1/e^2$  maksimum intensywności wiązki. Z analizy uzyskanych konturów widać, że pomiędzy wiązkami z obu kanałów występuje przesunięcie wzdłuż grubości o 0.3 mm dla odległości 233 mm i 0.68 mm dla odległości 295 mm. Na wykresach konturów widać niewielką rozdzielczość wykonanych pomiarów wzdłuż grubości wiązki, która wynikała z użycia kamery o stosunkowo małej rozdzielczości oraz dużych dysproporcji pomiędzy szerokością i grubością wiązki (70 mm i 1.5 mm). W tab. 5.1 przedstawiono wyznaczone na podstawie wykonanych pomiarów parametry geometryczne wiązki, wyznaczono również rozbieżność kątową wiązki wzdłuż grubości, która wyniosła  $0.2^\circ$ .



Rys. 5.8 Intensywność rzutów wiązki dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu, dla kanału 1 oświetlacza, a) odległość 233 mm, b) odległość 295 mm. Przystonę ustawiono tak aby grubość wiązki przy pierwszej odległości wynosiła ok. 1.5 mm.



Rys. 5.9 Profile intensywności wiązki w środkowych przekrojach dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu, dla kanału 1 oświetlacza, a) profil wzdłuż szerokości wiązki, b) profil wzdłuż grubości wiązki. Kolor czarny - odległość 233 mm, kolor niebieski - odległość 295 mm. Przystonę ustawiono tak aby grubość wiązki przy pierwszej odległości wynosiła ok. 1.5 mm.



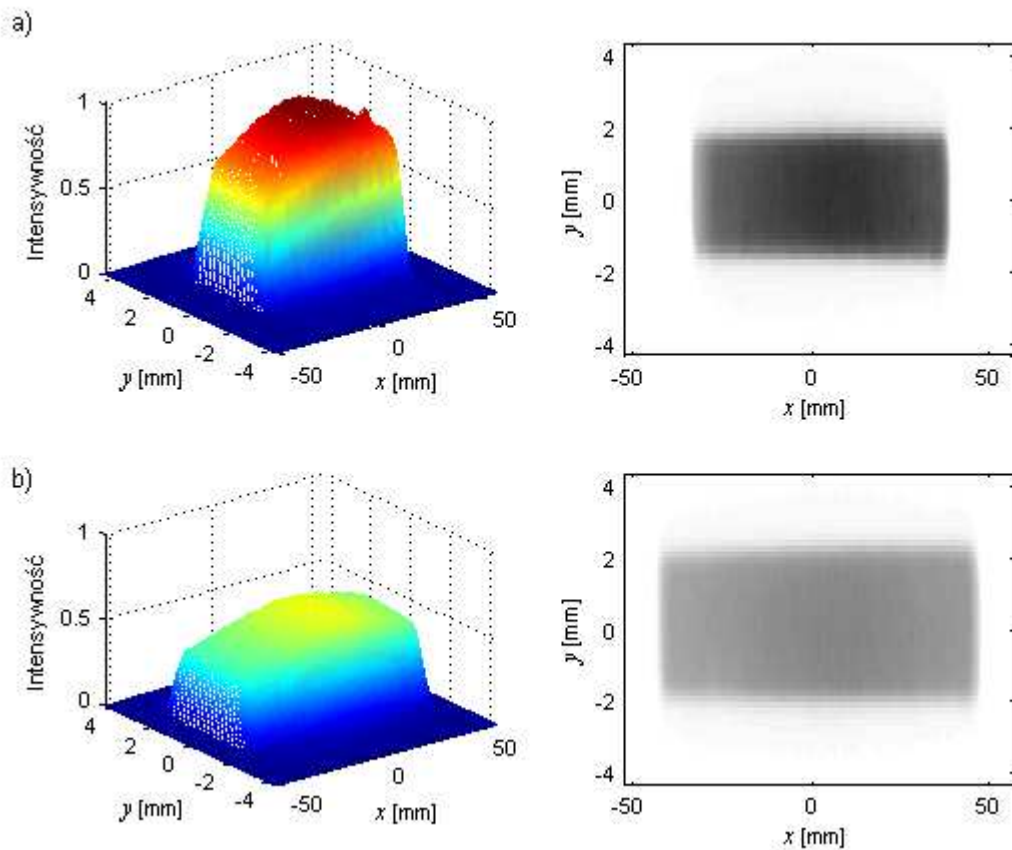
Rys. 5.10 Kontury brzegów przekrojów wiązki dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu, a) odległość oświetlacza od ekranu 233 mm, b) odległość 295 mm. Przysłonę ustawiono tak aby grubość wiązki przy pierwszej odległości wynosiła ok. 1.5 mm. Na rysunkach przedstawiono kontury wiązek z dwóch kanałów, kolor czarny - kanał 1, kolor szary - kanał 2.

Tab. 5.1 Parametry geometryczne wiązki o grubości ok. 1.5 mm.

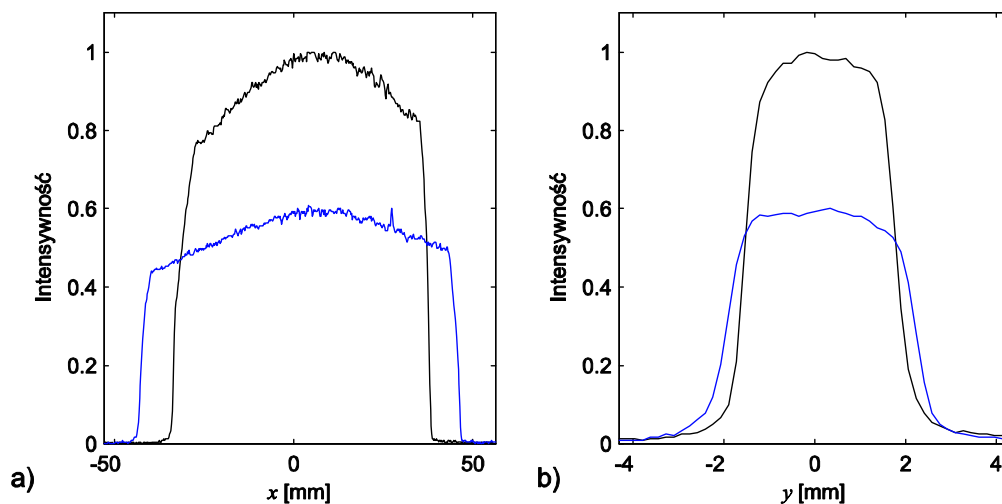
Odległość oświetlacza od ekranu [mm]	Szerokość wiązki [mm]	Grubość wiązki [mm]	Przesunięcie wiązek wzdłuż grubości [mm]
233	70.9	1.6	0.3
395	89.2	2.0	0.7

### Parametry przestrzenne wiązki o grubości 4 mm

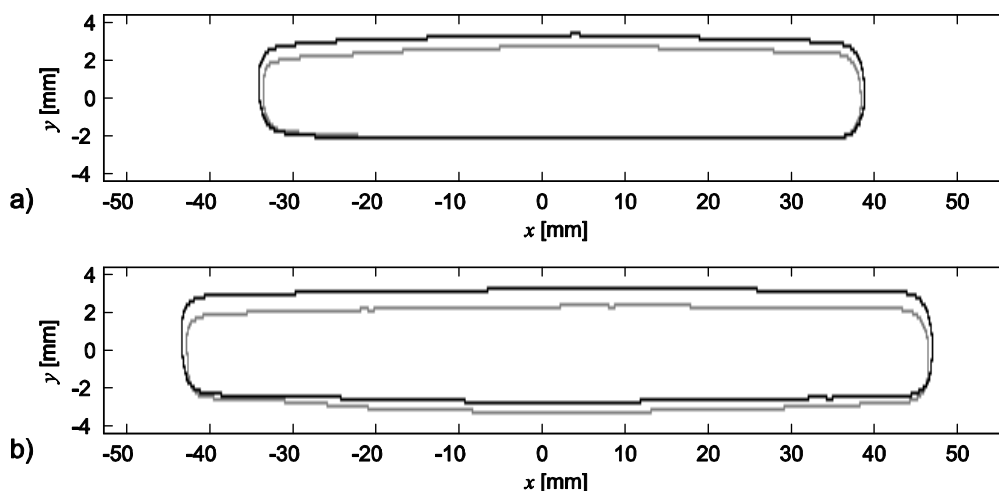
W niniejszym punkcie przedstawiono wyniki pomiarów w analogicznej postaci jak w poprzednim punkcie, tylko dla wiązki o grubości ok. 4 mm. Na rys. 5.11 przedstawiono rozkład intensywności wiązki z kanału pierwszego dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu - 233 mm (rys. 5.11a) i 295 mm (rys. 5.11b). Na rys. 5.12 przedstawiono profile intensywności wiązki w dwóch prostopadłych przekrojach przechodzących przez maksimum intensywności, natomiast na rys. 5.13 przedstawiono kontury rzutów wiązek. Na podstawie wykonanych pomiarów wyznaczono parametry geometryczne wiązki (tab. 5.2) oraz rozbieżność kątową, która wyniosła  $0.36^\circ$ .



Rys. 5.11 Intensywność rzutów wiązki dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu, dla kanału 1 oświetlacza, a) odległość 233 mm, b) odległość 295 mm. Przystonę ustawiono tak aby grubość wiązki przy pierwszej odległości wynosiła ok. 4 mm.



Rys. 5.12 Profile intensywności wiązki w środkowych przekrojach dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu, dla kanału 1 oświetlacza, a) profil wzdłuż szerokości wiązki, b) profil wzdłuż grubości wiązki. Kolor czarny - odległość 233 mm, kolor niebieski - odległość 295 mm. Przystonę ustawiono tak aby grubość wiązki przy pierwszej odległości wynosiła ok. 4 mm.



Rys. 5.13 Kontury brzegów przekrojów wiązki dla dwóch odległości oświetlacza od ekranu, a) odległość oświetlacza od ekranu 233 mm, b) odległość 295 mm. Przysłonę ustawiono tak aby grubość wiązki przy pierwszej odległości wynosiła ok. 4 mm. Na rysunkach przedstawiono kontury wiązek z dwóch kanałów, kolor czarny - kanał 1, kolor szary - kanał 2.

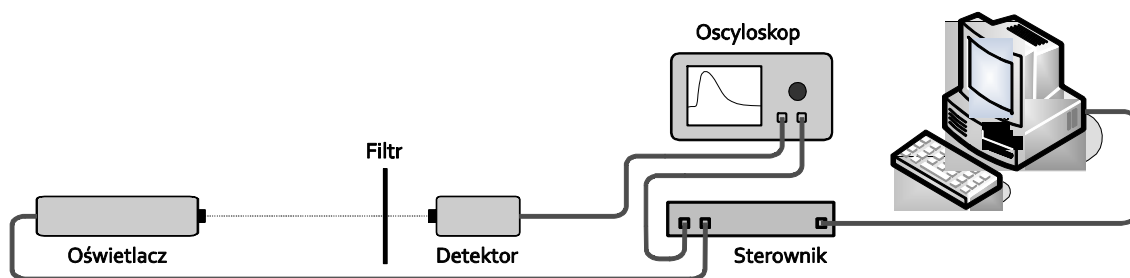
Tab. 5.2 Parametry geometryczne wiązki o grubości ok. 4 mm.

Odległość oświetlacza od ekranu [mm]	Szerokość wiązki [mm]	Grubość wiązki [mm]	Przesunięcie wiązek wzdłuż grubości [mm]
233	71.7	4.2	0.3
395	89.5	5.0	0.7

### 5.1.5 Charakterystyka impulsowa

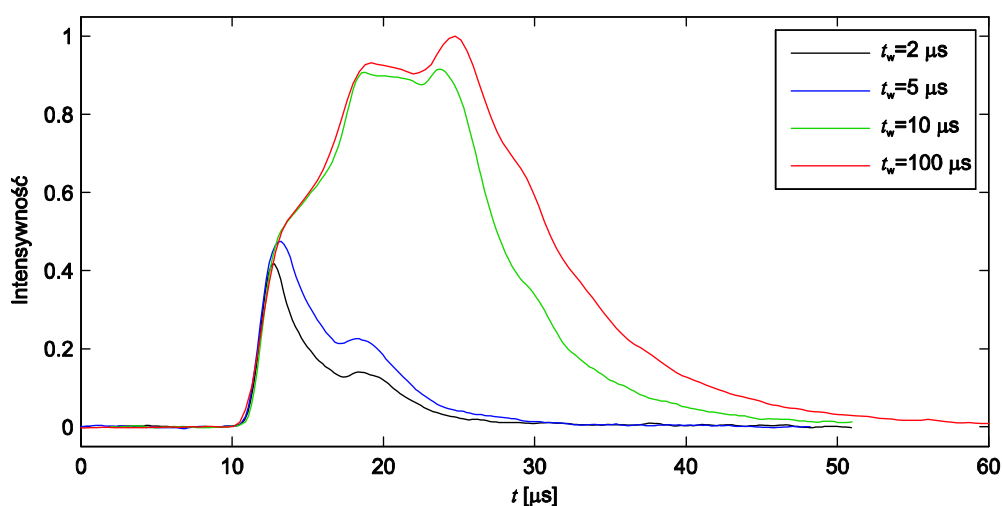
W niniejszym punkcie omówiono pomiary, w wyniku których określono odpowiedź czasową zbudowanego oświetlacza, tzn. zależność intensywności strumienia światła od czasu. Pomiary wykonano w układzie przedstawionym na rys. 5.14. Rolę detektora pełniła fotodiody PIN typu BPW34 (Vishay, USA), o czasach opadania / narastania 100 ns, połączona poprzez rezystor 1 k $\Omega$  do zasilania 12 V, pracująca w kierunku zaporowym. Przebiegi czasowe rejestrowano z użyciem oscyloskopu TDS210 (Tektronix, USA), a detektor połączono z oscyloskopem sondą 1/10 Tektronix P6112. Przed detektorem umieszczono filtr tłumiący moc wiązki aby nie doprowadzić do nasycenia fotodiody. Sterownik umożliwiał generację impulsów o dowolnej długości oraz zapewniał synchronizację oświetlacza i oscyloskopu.





Rys. 5.14 Schemat układu pomiarowego użytego do wyznaczania odpowiedzi czasowej oświetlacza.

Na rys. 5.15 przedstawiono odpowiedzi czasowe kanału pierwszego oświetlacza na impulsy wyzwalające o czasach trwania 2, 5, 10 oraz 100  $\mu\text{s}$ . Na podstawie tych pomiarów wyznaczono odpowiadające czasom trwania impulsów wyzwalających czasy trwania odpowiedzi, które przedstawiono w tab. 5.3. Czasy trwania odpowiedzi wyznaczono przyjmując jako progi  $1/2$  oraz  $1/e^2$  intensywności maksymalnej.

Rys. 5.15 Odpowiedź pierwszego kanału oscyloskopu na impulsy wyzwalające o czasach trwania 2, 5, 10, 100  $\mu\text{s}$ .

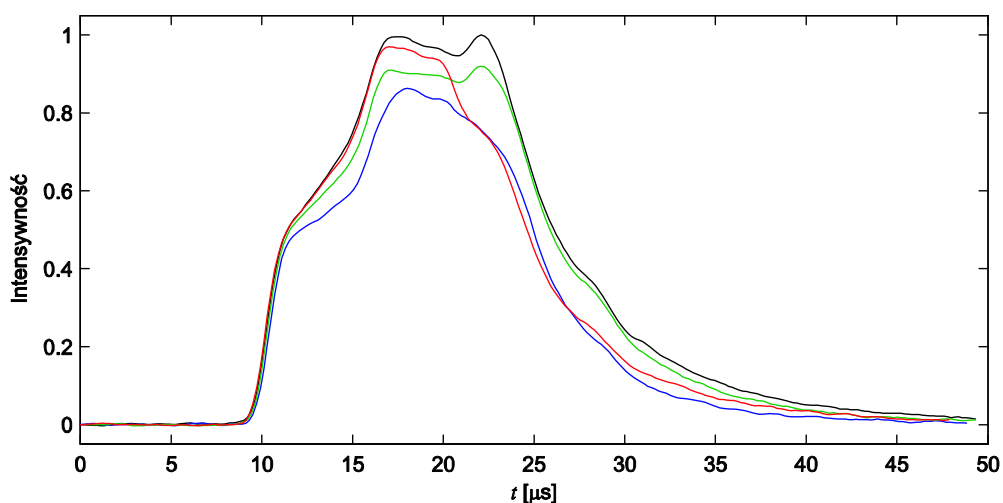
Tab. 5.3 Czasy trwania odpowiedzi kanału pierwszego oświetlacza.

Próg intensywności	Czas trwania odpowiedzi lampy ksenonowej [ $\mu\text{s}$ ]				
	$t_w = 2 \mu\text{s}$	$t_w = 5 \mu\text{s}$	$t_w = 10 \mu\text{s}$	$t_w = 15 \mu\text{s}$	$t_w = 100 \mu\text{s}$
$\frac{1}{e^2} I_{max}$	10.0	16.0	21.3	25.4	26.7
$\frac{1}{2} I_{max}$	2.6	9.3	14.6	17.9	18.2

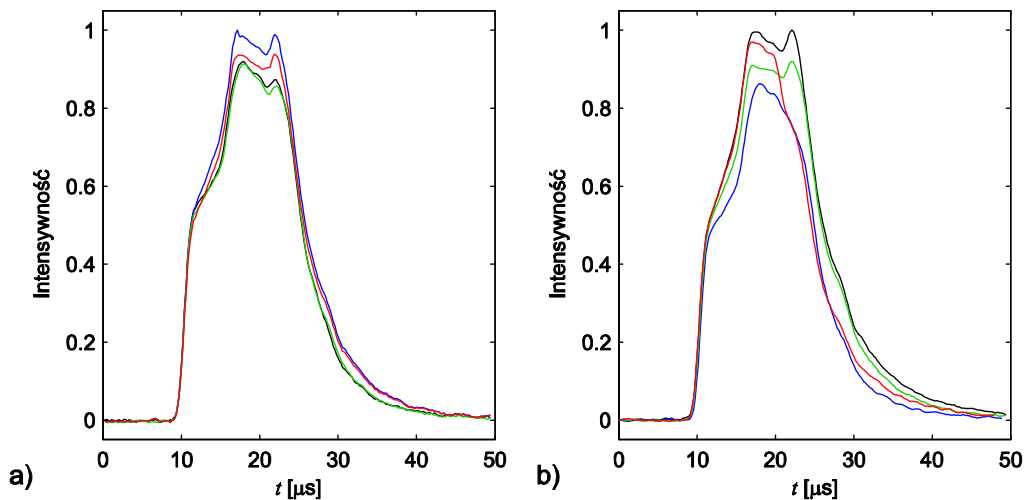
W czasie eksperymentów związanych z testowaniem oświetlacza jeden kanał był intensywnie eksploatowany, co pozwoliło na ocenę wpływu zużycia lampy ksenonowej na odpowiedź czasową. Jednak nie zwrócono podczas eksploatacji uwagi na liczbę błysków oraz ich energię, przez co trudno określić stopień zużycia lampy. Na rys. 5.16 pokazano kilka realizacji odpowiedzi czasowej lampy zużytej, natomiast na rys. 5.17, dla porównania, kilka odpowiedzi lampy nieużytej (a) i zużytej (b). Z porównania tych dwóch wykresów widać, że powtarzalność odpowiedzi spada wraz ze zużyciem lampy. W czasie pomiarów wykonano 50 realizacji dla każdego z kanałów i na ich podstawie wyznaczono następujące parametry odpowiedzi:

- czas trwania odpowiedzi na impuls sterujący o długości  $10\ \mu\text{s}$ :
  - dla palnika nieużytego: minimalny  $20.6\ \mu\text{s}$ , maksymalny  $22.5\ \mu\text{s}$ ,
  - dla palnika zużytego: minimalny  $20.1\ \mu\text{s}$ , maksymalny  $23.7\ \mu\text{s}$ ,
- jitter dla palnika nieużytego  $50\ \text{ns}$ ,
- jitter dla palnika zużytego  $1.61\ \mu\text{s}$ ,
- przesunięcie odpowiedzi względem impulsu sterującego określone jako najkrótszy czas spośród wszystkich pomiarów:
  - dla kanału pierwszego:  $4.55\ \mu\text{s}$ ,
  - dla kanału drugiego:  $4.82\ \mu\text{s}$ .

Dla nowych lamp wyznaczono przesunięcia odpowiedzi względem początku impulsu wyzwalającego i uwzględniono je w sterowniku.



Rys. 5.16 Odpowiedź czasowa kanału drugiego (palnik zużyty) oświetlacza na impulsy o czasie trwania  $50\ \mu\text{s}$ .

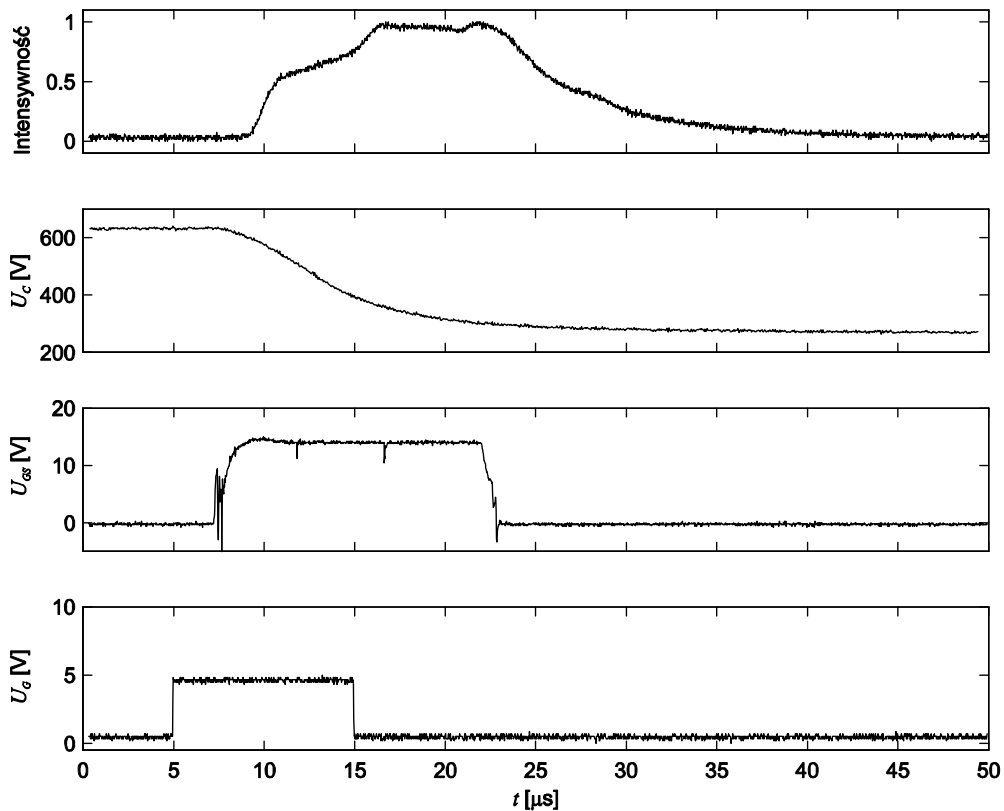


Rys. 5.17 Odpowiedzi czasowe kanałów (kilka realizacji): a) pierwszego (lampa ksenonowa nowa), b) drugiego (lampa ksenonowa zużyta).

Na rys. 5.18 przedstawiono przebiegi: impulsu sterującego, napięcia na bramce tranzystora, napięcia na kondensatorze zasilającym lampę ksenonową oraz intensywności strumienia oświetlającego w funkcji czasu dla kanału pierwszego oświetlacza. Znając przebieg napięcia na kondensatorze wyznaczono energię elektryczną dostarczoną do lampy ksenonowej. Energia impulsu oświetlającego objętość pomiarową w anemometrii obrazowej jest znacznie niższa od tej elektrycznej, ponieważ zależy od sprawności lampy ksenonowej oraz strat w układzie optycznym. Zależność energii elektrycznej zużytej przez lampę w funkcji czasu trwania impulsu wyzwalającego przedstawiono w tab. 5.4.

Tab. 5.4 Energia impulsu oświetlającego w funkcji czasu trwania impulsu wyzwalającego.

	$t_w = 2 \mu\text{s}$	$t_w = 5 \mu\text{s}$	$t_w = 10 \mu\text{s}$	$t_w = 100 \mu\text{s}$
Energia [mJ]	72	198	393	465



Rys. 5.18 Przebiegi napięć oraz odpowiedź lampy ksenonowej na impuls wyzwalający o czasie trwania 10  $\mu\text{s}$ .  $U_G$  - impuls wyzwalający,  $U_{GS}$  - przebieg na bramce tranzystora MOSFET,  $U_C$  - przebieg napięcia na kondensatorze połączonym z lampą ksenonową.

### 5.1.6 Podsumowanie

W p. 5.1 omówiono budowę oraz działanie zaprojektowanego i zbudowanego oświetlacza, który został użyty w badaniach eksperymentalnych (rozd. 6). Określono parametry przestrzenne wiązki oświetlającej dla każdego z kanałów, wyznaczono rozbieżność wiązki. Uzyskana rozbieżność generowanej płaszczyzny oświetlającej oraz możliwość regulacji jej grubości w zakresie od ułamka mm do kilku mm pozwala na użycie zbudowanego oświetlacza w anemometrii obrazowej.

Wynikające z budowy układu optycznego przesunięcie względem siebie płaszczyzn z obu kanałów powoduje, że w pomiarach anemometrycznych objętości pomiarowe będą względem siebie lekko przesunięte, co w przypadku metod bazujących na przepływie optycznym może generować błędne pola. Jak się okazało w badaniach eksperymentalnych anemometria oparta na korelacji jest znacznie mniej wrażliwa na te przesunięcia. W przypadku gdy nie jest dopuszczalne przesunięcie płaszczyzn względem siebie oświetlacz może pracować w trybie jednokanałowym z minimalnym odstępem czasowym między

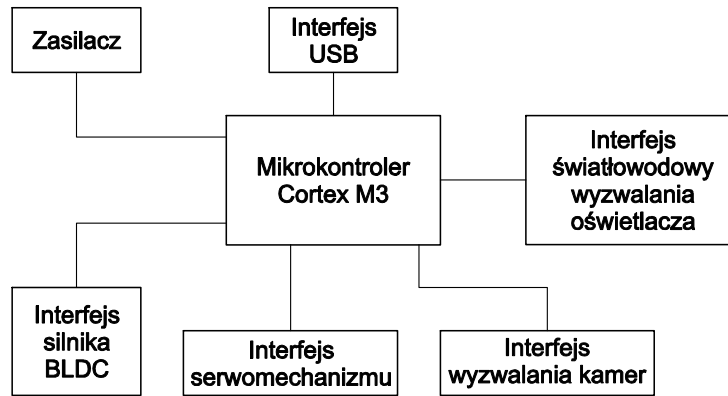
impulsami 1 ms. Taki czas jest w zupełności wystarczający w badaniach przepływu przez zastawki (rozd. 6).

Badania odpowiedzi czasowej oświetlacza pokazały, że jest możliwe generowanie impulsów o czasach trwania od ok. 2  $\mu$ s do 18  $\mu$ s (spadek intensywności strumienia do połowy). Wraz ze zużywaniem lamp spada powtarzalność odpowiedzi oraz wzrasta jitter, który w przypadku nowej lampy wyniósł 50 ns. Do budowy oświetlacza zostały użyte lampy przeznaczone do celów fotograficznych, gdzie powtarzalność impulsów nie ma większego znaczenia. Produkuje się specjalne, błyskowe lampy ksenonowe o dużej powtarzalności odpowiedzi, z wieloelektrodowym wyzwaniem i stabilizacją łuku, które byłyby znacznie lepszym rozwiązaniem w stosunku do użytego w niniejszej pracy. Lampy te pozwalają na generację impulsów o czasie trwania rzędu 1  $\mu$ s i odstępem międzyimpulsowym 400  $\mu$ s (Hamamatsu 2005).

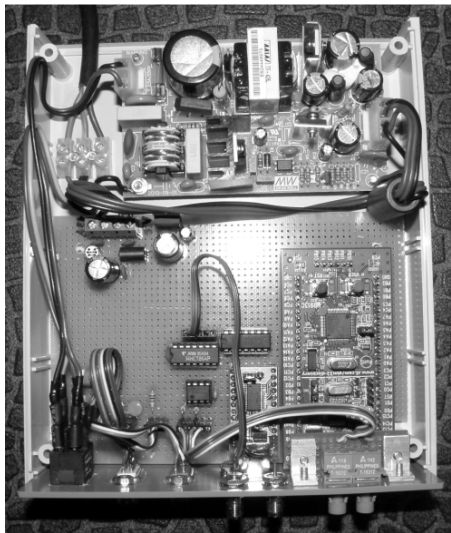
## 5.2 Sterownik - synchronizator

Do sterowania oświetlaczem, kamerą oraz silnikiem bezszczotkowym i serwo mechanizmem zbudowano specjalny sterownik - synchronizator oparty na mikrokontrolerze z rdzeniem ARM Cortex M3. Program kontrolujący poszczególne elementy układu pomiarowego, wykonywany na mikrokontrolerze, został napisany w języku C i pracuje pod kontrolą systemu czasu rzeczywistego FreeRTOS. Wszystkie impulsy synchronizujące, sterujące kamerą i oświetlaczem są generowane sprzętowo z użyciem liczników wbudowanych w mikrokontroler, co zapewnia dużą precyzję oraz rozdzielczość czasową generowanych impulsów. Sterownik umożliwia generację impulsów o czasie trwania oraz przesunięciu od 83 ns do kilku s ustawianych z rozdzielczością 42 ns. Impulsy są generowane w czterech niezależnych kanałach, gdzie w każdym kanale można ustawić czas początku oraz trwania impulsu. W przypadku pracy cyklicznej jest możliwe określenie czasu powtarzania impulsów. Na rys. 5.19 przedstawiono schemat blokowy, natomiast na rys. 5.20 fotografię wnętrza oraz płyty czołowej sterownika.

Sterownik komunikuje się z komputerem PC poprzez interfejs USB z wykorzystaniem zaimplementowanego protokołu MODBUS. Z poziomu komputera PC można ustawiać parametry pomiaru, np. parametry czasowe impulsów, zadawać charakterystyki sterowania silnikami. Również poprzez interfejs USB jest ładowany program pracujący na mikrokontrolerze, co umożliwia szybką zmianę funkcjonalności sterownika.



Rys. 5.19 Schemat blokowy sterownika - synchronizatora.



Rys. 5.20 Budowa wewnętrzna oraz płyta czołowa sterownika - synchronizatora.

# 6

## Badania eksperymentalne

### 6.1 Badania w przepływie rotacyjnym

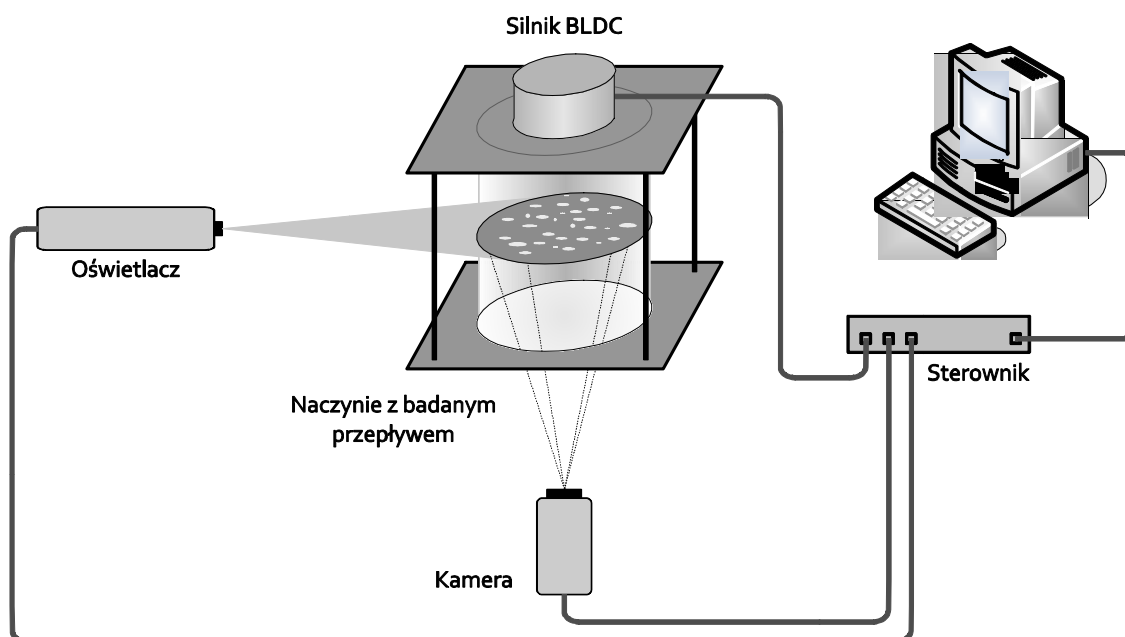
#### 6.1.1 Stanowisko pomiarowe - założenia i budowa

Eksperyment z przepływem rotacyjnym wykonano w celu weryfikacji opracowanych metod analizy obrazu na danych pochodzących z rzeczywistego eksperymentu oraz w celu doświadczalnego doboru i oceny wpływu parametrów pomiaru i analizy na estymowane pola prędkości przepływu.

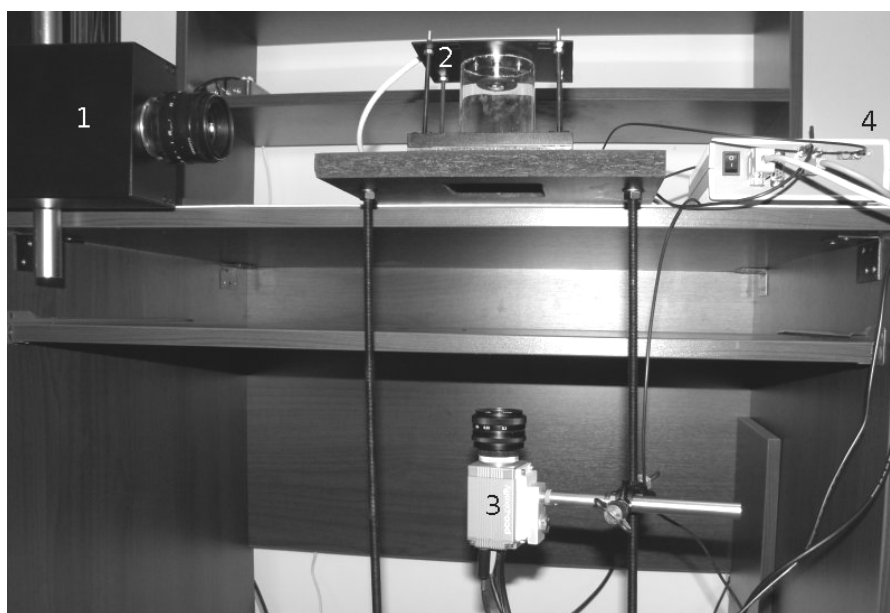
Na rys. 6.1 przedstawiono schemat układu pomiarowego, natomiast na rys. 6.2 fotografię rzeczywistego stanowiska pomiarowego.

Przepływ rotacyjny wygenerowano w naczyniu szklanym o wymiarach geometrycznych przedstawionych na rys. 6.3. Na rys. 6.4 przedstawiono fotografię rzeczywistego naczynia. Płyn roboczy był wprawiany w ruch obrotowy z użyciem wirującej tarczy (2), która była napędzana silnikiem bezszczotkowym (1). Pracę silnika bezszczotkowego kontrolował sterownik omówiony w rozdz. 5. Sterownik umożliwiał regulację prędkości obrotowej silnika oraz zapewniał stabilizację obrotów dzięki zastosowaniu regulatora PID.

Rolę płynu roboczego w eksperymencie pełniła woda destylowana, natomiast jako cząstki posiewu zastosowano cząstki pochodzenia mineralnego o średnicy nie przekraczającej 100  $\mu\text{m}$ . W eksperymencie ustawiono stałą prędkość wirowania tarczy równą 24 obr/s. Ustawiona prędkość tarczy jest duża i generuje w płynie średnią prędkość przepływu 0.25 m/s, której odpowiada liczba Reynoldsa 8990 (jako wymiar liniowy przyjęto średnicę tarczy).



Rys. 6.1 Schemat układu pomiarowego użytego w eksperymencie z przepływem rotacyjnym.

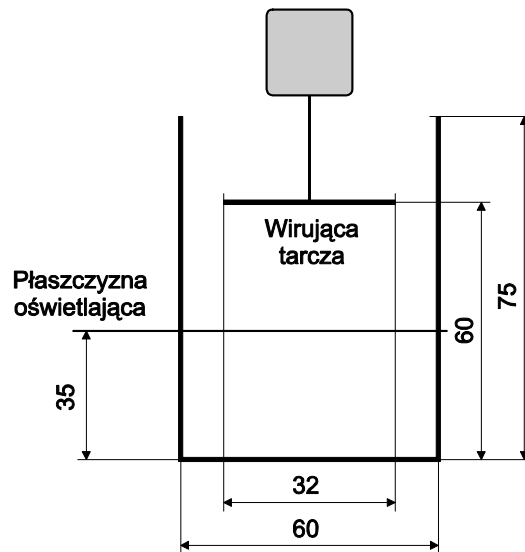


Rys. 6.2 Fotografia stanowiska, na którym przeprowadzono eksperyment z przepływem rotacyjnym. 1 - oświetlacz, 2 - naczynie z badanym przepływem, 3 - kamera, 4 - sterownik.

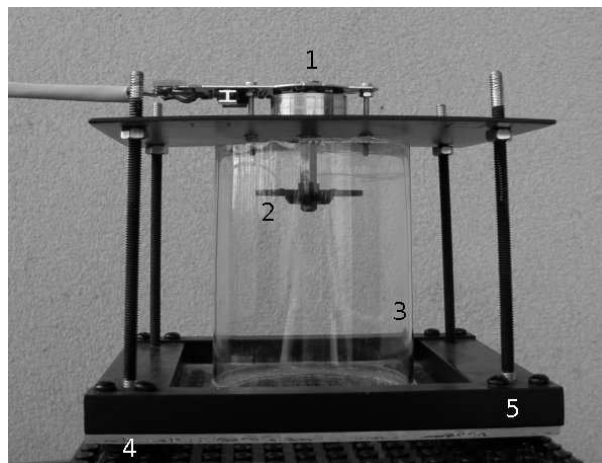
Przy tak dużej liczbie Reynoldsa przepływ jest już w pełni turbulentny. Zdecydowano się na generację przepływu turbulentnego ze względu na gęstość cząstek, która była większa od gęstości płynu. Przepływ turbulentny zapewniał burzliwe mieszanie płynu, a przez to równomierny rozkład cząstek posiewu. W przepływie laminarnym pomiar byłby utrudniony ze względu na opadanie cząstek i w takim przypadku należało by użyć cząstek o gęstości identycznej z gęstością płynu. Użyte cząstki nie były odpowiednie do jak najlepszego odwzorowania badanego przepływu, natomiast zdecydowano się na nie ze względu na



dostępność. Celem autora nie było wierne odwzorowanie badanego przepływu, a jedynie eksperymentalne sprawdzenie opracowanych metod analizy obrazów.



Rys. 6.3 Wymiary naczynia użytego w eksperymencie z przepływem rotacyjnym.



Rys. 6.4 Fotografia naczynia użytego w eksperymencie z przepływem rotacyjnym. 1- silnik bezszczotkowy, 2 - wirująca tarcza, 3 - naczynie szklane (rura), 4 - płyta szklana, 5 -aluminiowa konstrukcja.

Do generacji płaszczyzny oświetlającej zastosowano oświetlacz omówiony w rozdz. 5. Generowano impulsy oświetlające o czasie trwania  $8 \mu\text{s}$  i odstępach 1 ms. Synchronicznie z impulsami oświetlającymi była wyzwalana kamera, tak aby każdy z impulsów przypadł na jedną ramkę obrazu. Wykonano dwa eksperymenty, gdzie w pierwszym impulsy oświetlające były generowane w tym samym kanale oświetlacza, natomiast w drugim eksperymencie w obu kanałach impulsy były generowane naprzemiennie.

Obrazy rejestrowano z użyciem kamery pco.pixelfly usb piv (PCO AG, Niemcy) o dynamice 14 bitów i rozdzielczości  $1392 \times 1040 \text{ px}^2$ . Zastosowana wersja kamery

umożliwiała wykonywanie rejestracji dwóch kolejnych ramek z odstępem międzyramkowym 1  $\mu$ s. W trybie PIV (*Particle Image Velovimetry*) kamery, w przypadku pierwszej ramki, czas ekspozycji może być ustawiany w zakresie 5  $\mu$ s - 60 s, natomiast w przypadku drugiej ramki jest on określony czasem odczytu pierwszej ramki i wynosi 137 ms (taktowanie 12 MHz) lub 74 ms (taktowanie 25 MHz). Czas transferu dwóch pełnych ramek obrazu wynosi 274 ms (12 MHz) lub 148 ms (25 MHz) i taki jest też minimalny odstęp pomiędzy rejestrowanymi sekwencjami dwóch obrazów w trybie PIV.

### 6.1.2 Pomiary i analiza pól prędkości

Zarejestrowane obrazy analizowano z użyciem trzech różnych, niezależnych metod:

- komercyjnego oprogramowania PIVview2C v. 3.1.2 (PIVTEC GmbH, Niemcy),
- iteracyjnej metody korelacyjnej, z deformacją obrazu i zmniejszaniem wielkości okna, zaimplementowanej przez autora pracy (p. 4.4),
- iteracyjnej, z nieregularną siatką i dekompozycją piramidalną metody bazującej na przepływie optycznym opracowanej i zaimplementowanej przez autora pracy (p. 4.3).

Użyto trzech niezależnych metod - programów w celu porównania i oceny wiarygodności opracowanych metod.

Komercyjne oprogramowanie PIVview2C jest oparte na metodzie korelacyjnej. W eksperymencie estymacja pola wektorów z użyciem PIVview2C była wykonywana iteracyjnie z deformacją obrazu i ze zmniejszaniem wielkości okna. Początkowe okno ustawiono na  $64 \times 64$  px<sup>2</sup>, natomiast końcowe na  $16 \times 16$  px<sup>2</sup>. Minimalną wielkość okna ustalono na podstawie oceny gęstości cząstek w obrazie, gdzie jako kryterium przyjęto, co najmniej 4 cząstki na okno (Raffel i in. 2007). W oprogramowaniu włączono opcję korekcji błędnych wektorów z użyciem interpolacji, natomiast detekcję błędnych wektorów przeprowadzono z użyciem testu medianowego (Westerweel i Scarano 2005).

W zaimplementowanej przez autora metodzie korelacyjnej (p. 4.4) użyto bardzo podobnych parametrów estymacji jak w przypadku oprogramowania komercyjnego. Okna analizy ustawiono kolejno na  $65 \times 65$  px<sup>2</sup>,  $33 \times 33$  px<sup>2</sup> i  $17 \times 17$  px<sup>2</sup> (ze względu na sposób implementacji okna muszą mieć wielkości będące liczbami nieparzystymi). Interpolację i detekcję błędnych wektorów przeprowadzono z użyciem tej samej metody i tych samych parametrów jak w oprogramowaniu komercyjnym.

Jako metodę bazującą na przepływie optycznym zastosowano metodę opracowaną przez autora niniejszej pracy i omówioną w p. 4.3.5. Estymację przeprowadzono na czterech poziomach dekompozycji wykonując na każdym poziomie trzy iteracje. Pola interpolowano

radialnymi funkcjami sklejanymi TPS, natomiast do deformacji obrazów użyto interpolacji funkcjami B-sklejanymi trzeciego stopnia. Błędne wektory detekowano z użyciem rozszerzonego na siatki nieregularne testu medianowego (Duncan i in. 2010). Błędne wektory usuwano ze zbioru wektorów prędkości.

W eksperymencie dobrano czas pomiędzy impulsami oświetlacza i prędkość wirującej tarczy tak aby maksymalna prędkość w każdej z osi nie przekroczyła 8 px, co pozwoliło na użycie estymacji opartej na przepływie optycznym na czterech poziomach dekompozycji bez wstępnego wyznaczania pola z użyciem metody korelacyjnej. Dzięki takiemu doborowi parametrów można było ocenić opracowaną metodę bez wpływu na jej wynik metody korelacyjnej. Jednocześnie przetestowano zaimplementowaną przez autora pracy metodę korelacyjną, która jest wykorzystywana w opracowanej metodzie hybrydowej. Uzyskane pola z metody korelacyjnej i bazującej na przepływie optycznym porównano z polami wyznaczonymi z użyciem komercyjnego oprogramowania.

Metody bazujące na przepływie optycznym są bardzo wrażliwe na wahania oświetlenia pomiędzy rejestrowanymi obrazami oraz na niespójność obrazów (np. przesunięcie objętości pomiarowej w drugim obrazie). Użyty w eksperymencie oświetlacz charakteryzował się słabą powtarzalnością rozkładu intensywności wygenerowanej płaszczyzny oświetlającej, więc na zarejestrowanych obrazach dokonano dodatkowej korekcji intensywności. Korekcję intensywności przeprowadzono według algorytmu przedstawionego w tab. 6.1.

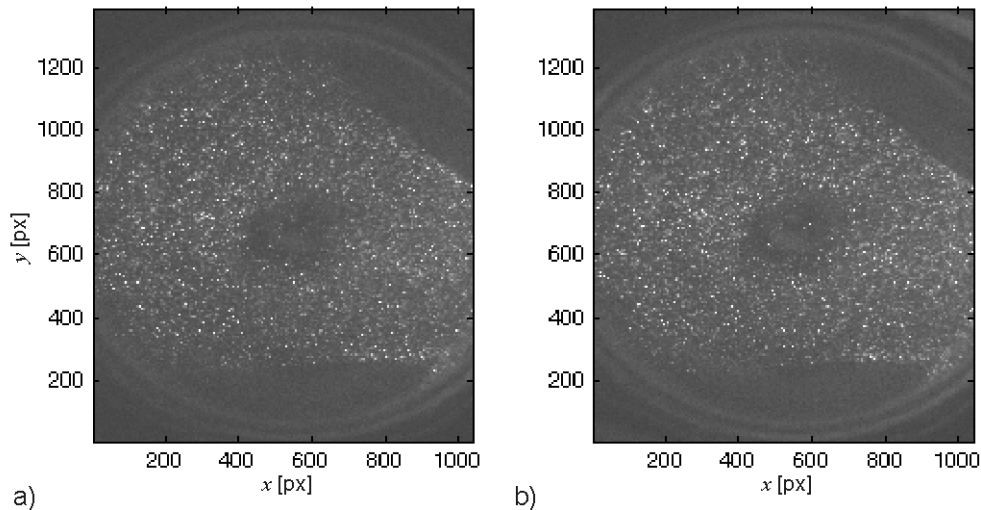
Tab. 6.1 Algorytm korekcji intensywności obrazów.

Wejście:  $I_1, I_2, N_F$

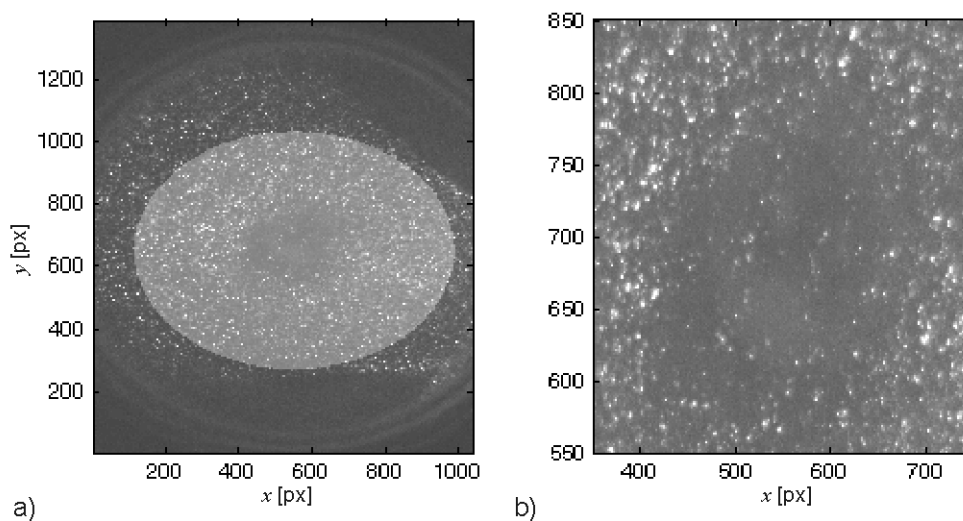
Wyjście:  $I_1', I_2'$

- (1) Oblicz dla każdego piksela obrazu wartość maksymalną intensywności  $I_{max}(x, y)$  z użyciem dylatacji dla okna o wielkości  $N_F \times N_F$  px<sup>2</sup>
- (2) Oblicz dla każdego piksela obrazu wartość minimalną intensywności  $I_{min}(x, y)$  z użyciem erozji dla okna o wielkości  $N_F \times N_F$  px<sup>2</sup>
- (3) Poddać filtracji dolnoprzepustowej obrazy maksimów i minimów intensywności z użyciem filtru jednorodnego o masce wielkości  $N_F \times N_F$  px<sup>2</sup> (w wyniku filtracji uzyskuje się obrazy  $I_{max}'(x, y), I_{min}'(x, y)$ )
- (4) Poddać obrazy  $I_1, I_2$  korekcji intensywności zgodnie z zależnością:

$$I'(x, y) = \frac{I(x, y) - I_{min}'(x, y)}{I_{max}'(x, y) - I_{min}'(x, y)}$$



Rys. 6.5 Przykładowe obrazy dwóch kolejnych ramek obrazu zarejestrowane w eksperymencie z przepływem rotacyjnym.



Rys. 6.6 Obraz zarejestrowany w eksperymencie z przepływem rotacyjnym wraz z nałożoną maską (a) oraz powiększona część centralna tego obrazu (b).

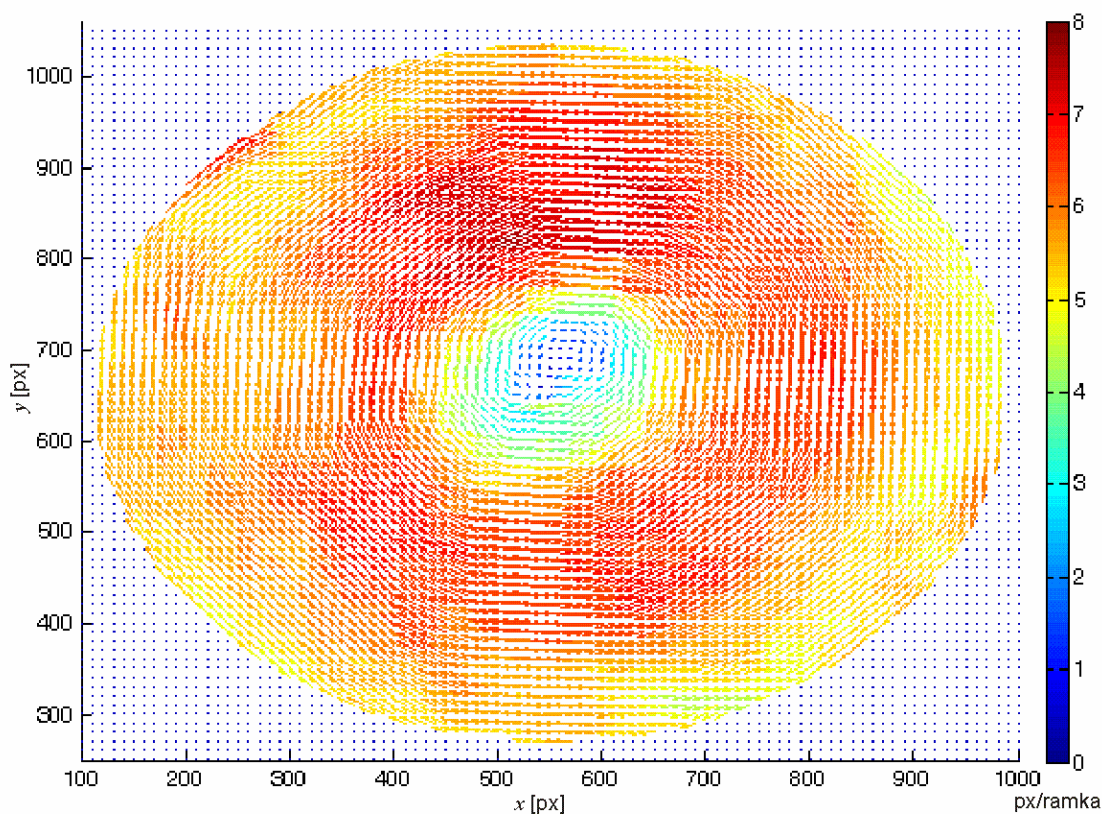
Na rys. 6.5 przedstawiono przykładowe, zarejestrowane w eksperymencie z przepływem rotacyjnym dwie kolejne ramki obrazu. Na takie ramki przed poddaniem analizie nałożono maski wycinające niepożądaną część obrazu. Na rys. 6.6a przedstawiono przykładową ramkę obrazu z naniesioną na nią w postaci szarej powierzchni maską, przepuszczającą centralną część przepływu, używaną podczas estymacji pól prędkości.

W dalszej części rozdziału, w celu skrócenia opisu, do identyfikacji poszczególnych metod użyto następujących skrótów:

- PIVVIEW W:16x16 - oprogramowanie PIVview z oknem końcowym o wielkości  $16 \times 16$  px<sup>2</sup>,
- GGPIV W:33x33 lub W:17x17 - metoda korelacyjna z oknami końcowymi o wielkości  $33 \times 33$  px<sup>2</sup> lub  $17 \times 17$  px<sup>2</sup> zaimplementowana przez autora niniejszej pracy,
- GGOF - metoda bazująca na przepływie optycznym opracowana przez autora niniejszej pracy, parametry metody:
  - F:101x101 lub F:41x41 - maska filtru w algorytmie korekcji intensywności o wielkości  $101 \times 101$  px<sup>2</sup> lub  $41 \times 41$  px<sup>2</sup>, w metodzie GGOF bez parametru F nie zastosowano korekcji intensywności,
  - W:17x17, 11x11, 7x7, 5x5 - okna analizy w algorytmie Lucas - Kanade o wielkościach  $17 \times 17$ ,  $11 \times 11$ ,  $7 \times 7$  i  $5 \times 5$  px<sup>2</sup>.

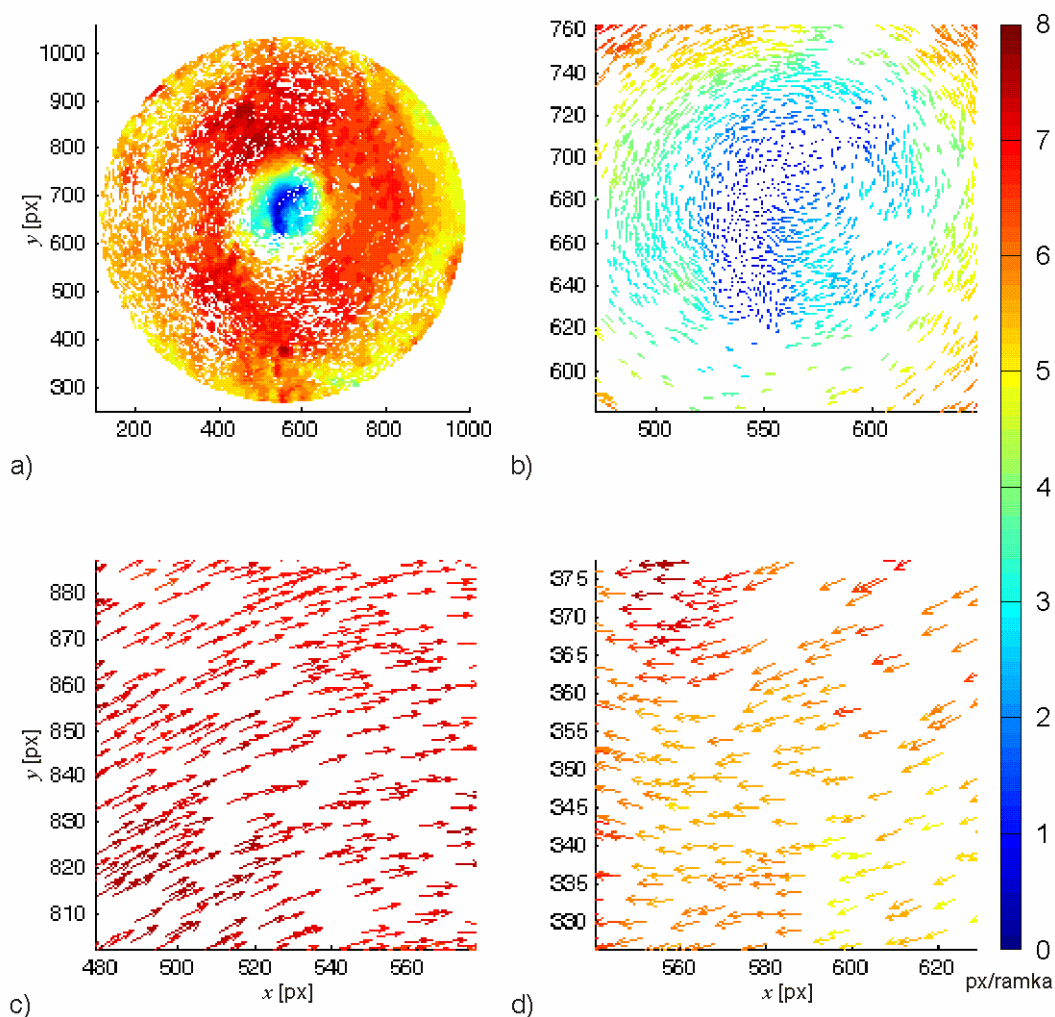
W celu uproszczenia interpretacji wyników oraz ze względu na wykonanie eksperymentu pod kątem przetestowania metod analizy obrazów wymiary w osiach  $x$  i  $y$  podawano w pikselach (px), natomiast wyznaczone prędkości w px/ramkę. Te wartości można bezpośrednio przeliczyć na rzeczywiste wymiary i prędkości z użyciem współczynników skalujących: odległości  $47.5 \mu\text{m}/\text{px}$  i odstępu czasu pomiędzy ramkami 1 ms.

Na rys. 6.7 przedstawiono pole wektorów prędkości wyznaczone metodą korelacyjną GGPIV z końcowym oknem analizy  $17 \times 17$  px<sup>2</sup>, natomiast na rys. 6.8 pole wyznaczone metodą GGOF z oknem analizy  $11 \times 11$  px<sup>2</sup>. Na rys. 6.9 przedstawiono widok programu PIVview2C wraz z wyestymowanym polem prędkości. Pola wyznaczono z obrazów zarejestrowanych z użyciem oświetlacza pracującego w trybie jednokanałowym. W tym trybie dwa kolejne impulsy oświetlające zostały wygenerowane w tym samym kanale, tzn. że każda z wygenerowanych płaszczyzn oświetlających obejmowała dokładnie tę samą objętość pomiarową. W uzyskanych polach wektorów prędkości moduły wektorów prędkości na dużej powierzchni przepływu mają podobne prędkości ze względu na przepływ turbulentny. W przepływie laminarnym dominowałyby siły lepkości i prędkość przepływu malałaby w kierunku ścian.



Rys. 6.7 Pole wektorów prędkości uzyskane z wykorzystaniem algorytmu GGPIV z oknem analizy o wielkości  $17 \times 17$  px<sup>2</sup>. Obrazy poddane analizie zarejestrowano z użyciem oświetlacza pracującego w trybie jednokanałowym.

Do ilościowego porównania pól uzyskanych różnymi metodami wykorzystano parametry statystyczne, takie jak wartość średnia i odchylenie standardowe pól modułów wektorów prędkości, a uzyskane wyniki przedstawiono w tab. 6.2. Ze względu na trudność bezpośredniego porównywania pól wektorów prędkości otrzymanych różnymi metodami zdecydowano się na wyznaczenie pól modułów wektorów prędkości i przedstawienie ich w formie obrazów (rys. 6.10). Z analizy pól modułów widać, że na metodę bazującą na przepływie optycznym bardzo duży wpływ ma równomierność i powtarzalność rozkładu intensywności oświetlenia pomiędzy ramkami obrazu. Dzięki użyciu korekcji intensywności zarejestrowanych obrazów uzyskano pola bardzo dobrze odzwierciedlające badany przepływ, co wywnioskowano na podstawie podobieństwa do pól uzyskanych metodą korelacyjną przy podobnej rozdzielczości przestrzennej.



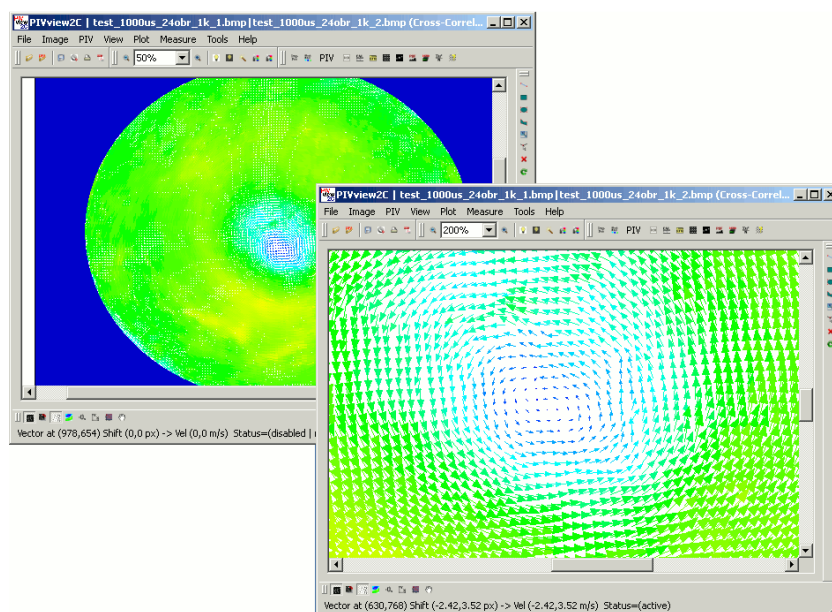
Rys. 6.8 Pole wektorów prędkości uzyskane metodą GGOF z korekcją intensywności maską wielkości  $101 \times 101 \text{ px}^2$  i oknem analizy wielkości  $11 \times 11 \text{ px}^2$  (a), oraz powiększone wybrane fragmenty pola (b, c, d). Obrazy poddane analizie zarejestrowano z użyciem oświetlacza pracującego w trybie jednokanałowym.

Bez korekcji intensywności (rys. 6.10b) uzyskano pola błędne, znacząco różne od pól uzyskanych metodami PIVVIEW i GGPIV. Wraz ze wzrostem wielkości maski użytej w korekcji intensywności (parametr  $N_F$ ) pola były coraz bliższe polom uzyskanym metodami korelacyjnymi przy podobnej rozdzielczości przestrzennej. W metodzie PIVVIEW W:16x16 otrzymano  $\overline{|v|} = 5.58 \text{ px/ramka}$  i  $\sigma_v = 0.92 \text{ px/ramka}$ , w metodzie GGPIV W:17x17  $\overline{|v|} = 5.60 \text{ px/ramka}$  i  $\sigma_v = 0.87 \text{ px/ramka}$ , natomiast w GGOF F:101x101 W:11x11  $\overline{|v|} = 5.50 \text{ px/ramka}$  i  $\sigma_v = 1.12 \text{ px/ramka}$ . Uzyskane wartości średnie są bardzo podobne i wahania pomiędzy metodami nie przekraczają 0.2%, odchylenia standardowe metod korelacyjnych różnią się o ok 5%, natomiast odchylenie metody GGOF względem metod korelacyjnych jest większe o ok 20%. Wzrost wartości odchylenia standardowego może



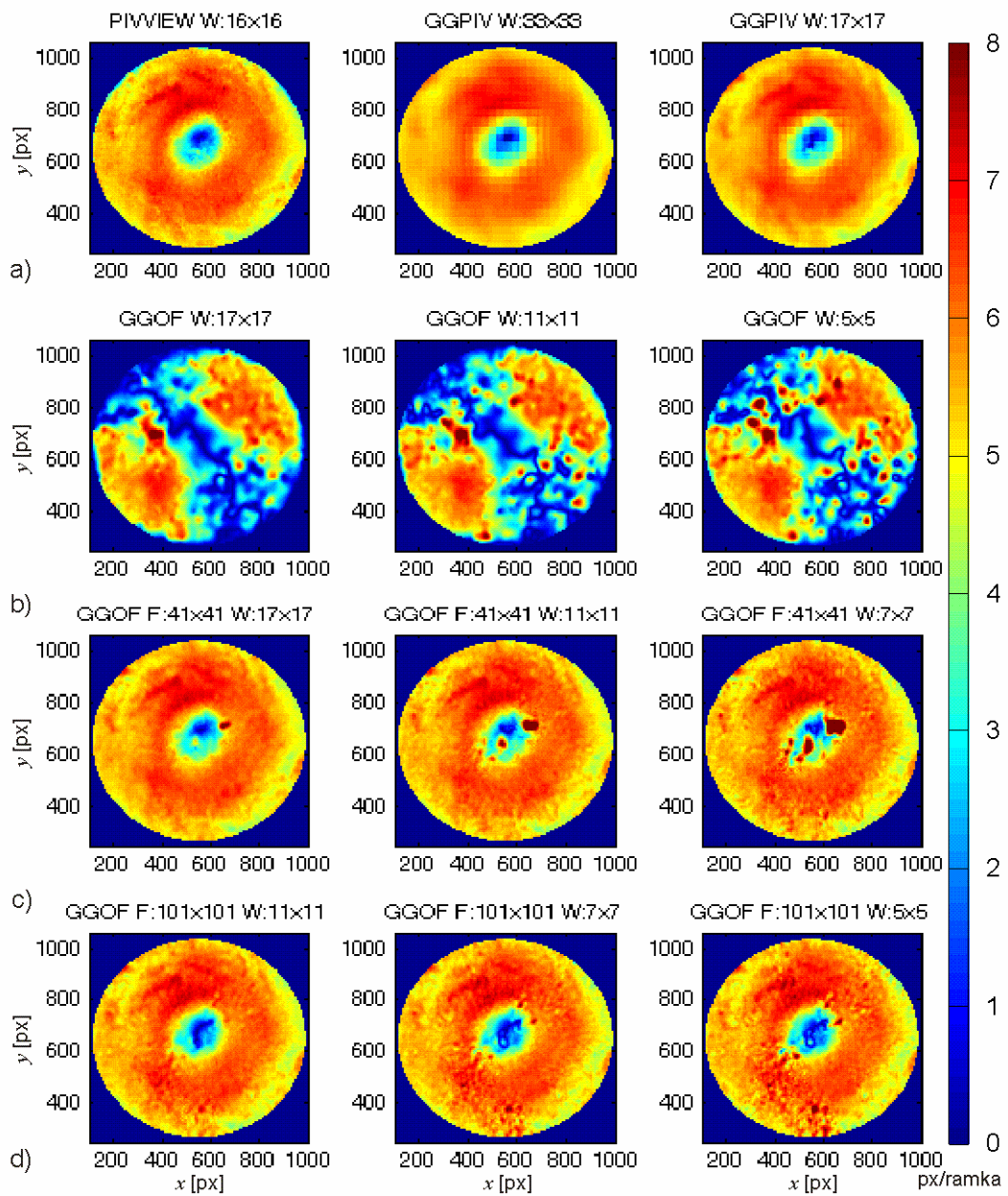
wynikać z wyższej rozdzielczości przestrzennej, w wyniku czego wzrasta zróżnicowanie przestrzenne uzyskanych pól. W przypadku metody bazującej na przepływie optycznym użyto okna analizy wielkości  $11 \times 11 \text{ px}^2$ , natomiast w metodach korelacyjnych okna wielkości  $16 \times 16 \text{ px}^2$  i  $17 \times 17 \text{ px}^2$ . Wraz ze zmniejszaniem wielkości okna analizy w metodzie GGOF pojawiły się w centralnej części przepływu niewielkie obszary o dużych prędkościach (rys. 6.10c). Pola poza częścią centralną były bardzo zbliżone do pól uzyskanych metodą korelacyjną, jedynie występowały lokalne, niewielkie fluktuacje prędkości, które mogą wynikać ze wzrostu rozdzielczości i uwidaczniają występujące w przepływie rzeczywiste turbulentne fluktuacje, które nie były widoczne w metodach korelacyjnych. Z fizycznego punktu widzenia w badanym przepływie takie fluktuacje mogą występować, ponieważ przepływ jest turbulentny (liczba Reynoldsa dla prędkości średniej wyniosła 8990). Przyjmując, że rozdzielczość przestrzenna uzyskanych pól odpowiada wielkości okna analizy rozdzielczości te odpowiednio wynoszą:  $17 \times 17 \text{ px}^2 - 807 \times 807 \text{ }\mu\text{m}^2$ ,  $11 \times 11 \text{ px}^2 - 522 \times 522 \text{ }\mu\text{m}^2$ ,  $7 \times 7 \text{ px}^2 - 332 \times 332 \text{ }\mu\text{m}^2$ ,  $5 \times 5 \text{ px}^2 - 237 \times 237 \text{ }\mu\text{m}^2$ .

Występujące w centralnej części przepływu duże fluktuacje prędkości mogą być wynikiem gromadzenia się w tej części dużej ilości cząstek posiewu, częściowo pokrywających płytę szklaną, przez którą przechodzi strumień światła rejestrowany przez kamerę. W części centralnej powierzchniowa gęstość cząstek jest znacznie niższa w stosunku do pozostałej części, co jest widoczne na rys. 6.6b.



Rys. 6.9 Widok okien programu PIVview2C z wyznaczonym polem prędkości, z końcowym oknem analizy wielkości  $16 \times 16 \text{ px}^2$ . Obrazy poddane analizie zarejestrowano z użyciem oświetlacza pracującego w trybie jednokanałowym.





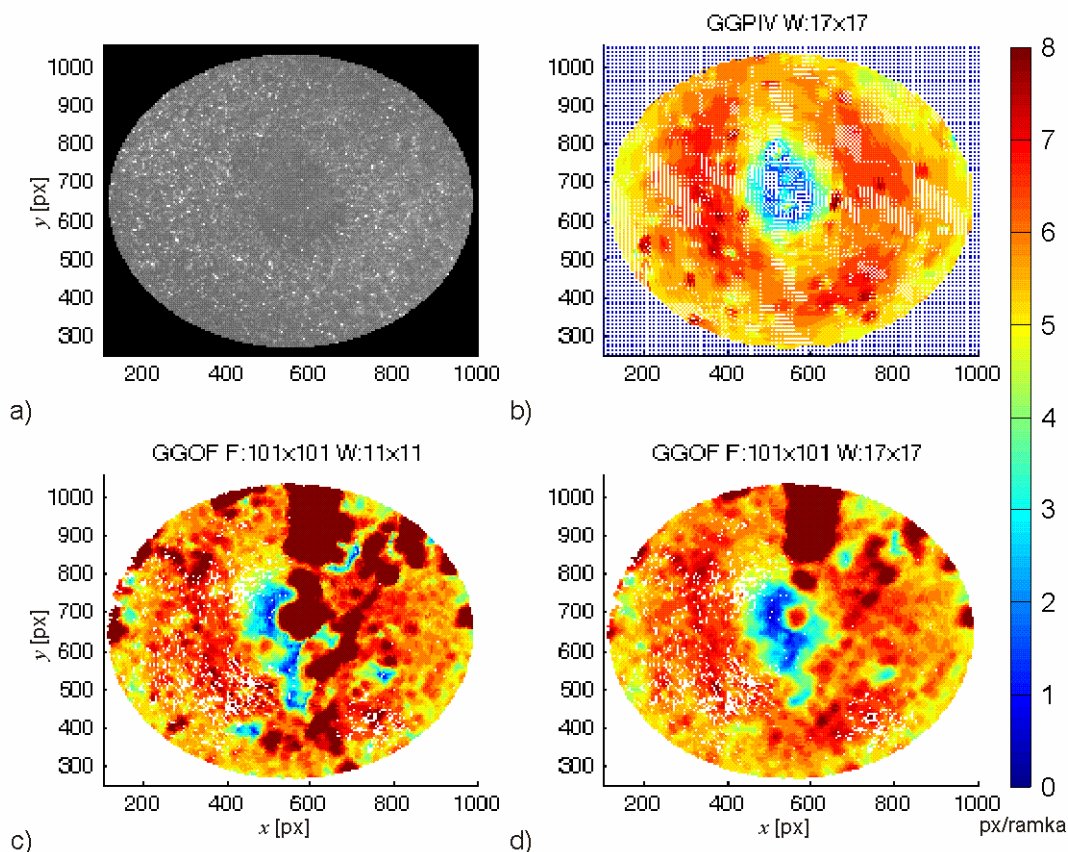
Rys. 6.10 Pola modułów wektorów prędkości wyznaczone różnymi metodami dla dwóch ramek obrazu zarejestrowanych z użyciem oświetlacza pracującego w trybie jednokanałowym: a) pola uzyskane metodą korelacyjną, b) pola uzyskane metodą GGOF bez korekcji intensywności, c, d) pola uzyskane metodą GGOF z korekcją intensywności z użyciem maski  $41 \times 41 \text{ px}^2$  (c) i  $101 \times 101 \text{ px}^2$  (d).

Tab. 6.2 Wartość średnia oraz odchylenie standardowe pól modułów prędkości dla różnych metod analizy. Analizie poddano pola zarejestrowane z użyciem oświetlacza pracującego w trybie jednokanałowym.

Metoda estymacji	$\overline{ v }$ [px/ramka]	$\sigma_{ v }$ [px/ramka]
PIVVIEW W:16x16	5.58	0.92
GGPIV W:35x35	5.57	0.84
GGPIV W:17x17	5.60	0.87
GGOF F:41x41 W:17x17	5.53	0.98
GGOF F:41x41 W:11x11	5.60	1.07
GGOF F:41x41 W:7x7	5.70	1.38
GGOF F:101x101 W:11x11	5.50	1.12
GGOF F:101x101 W:7x7	5.51	1.15
GGOF F:101x101 W:5x5	5.52	1.18

### 6.1.3 Badanie wpływu oświetlenia na estymację pól prędkości

W celu oceny wrażliwości opracowanej metody na jakość oświetlenia przeprowadzono również eksperyment, w którym oświetlacz pracował w trybie dwukanałowym. W pracy dwukanałowej impuls oświetlający pierwszą ramkę jest generowany w jednym kanale a kolejny impuls, oświetlający drugą ramkę, w drugim kanale. Uzyskane pola wektorów prędkości przedstawiono na rys. 6.11, natomiast odpowiadające im wartości średnie i odchylenia standardowe w tab. 6.3. Porównując pola otrzymane z użyciem metody bazującej na przepływie optycznym widać wiele obszarów z błędnymi wektorami. Te przekłamania wynikają z niedoskonałości oświetlacza, ponieważ palniki ksenonowe są względem siebie przesunięte, więc generują również lekko przesunięte płaszczyzny (p. 5.1) a przez to obrazy będące odzwierciedleniem trochę innej objętości pomiarowej. Metody bazujące na przepływie optycznym są wrażliwe na takie zmiany w obrazie, stąd te rozbieżności. Metody korelacyjne ze swej natury są znacznie mniej wrażliwe na wahania oświetlenia i niewielkie zmiany powierzchniowe co jest widoczne na rys. 6.11b.



Rys. 6.11 Obraz jednej ramki wraz z nałożoną maską (a) oraz pola wektorów prędkości uzyskane metodami: GGPIV (b) i GGOF z oknem analizy  $11 \times 11 \text{ px}^2$  (c) i  $17 \times 17 \text{ px}^2$  (d). Obrazy poddane analizie zarejestrowano z użyciem oświetlacza pracującego w trybie dwukanałowym.

Tab. 6.3 Wartość średnia oraz odchylenie standardowe pól modułów prędkości dla różnych metod analizy. Analizie poddano pola zarejestrowane z użyciem oświetlacza pracującego w trybie dwukanałowym.

Metoda estymacji	$\overline{ v }$ [px/ramka]	$\sigma_{ v }$ [px/ramka]
GGPIV W:35x35	5.23	1.00
GGPIV W:17x17	5.28	1.00
GGOF F:101x101 W:11x11	6.45	3.51
GGOF F:101x101 W:17x17	5.68	2.45

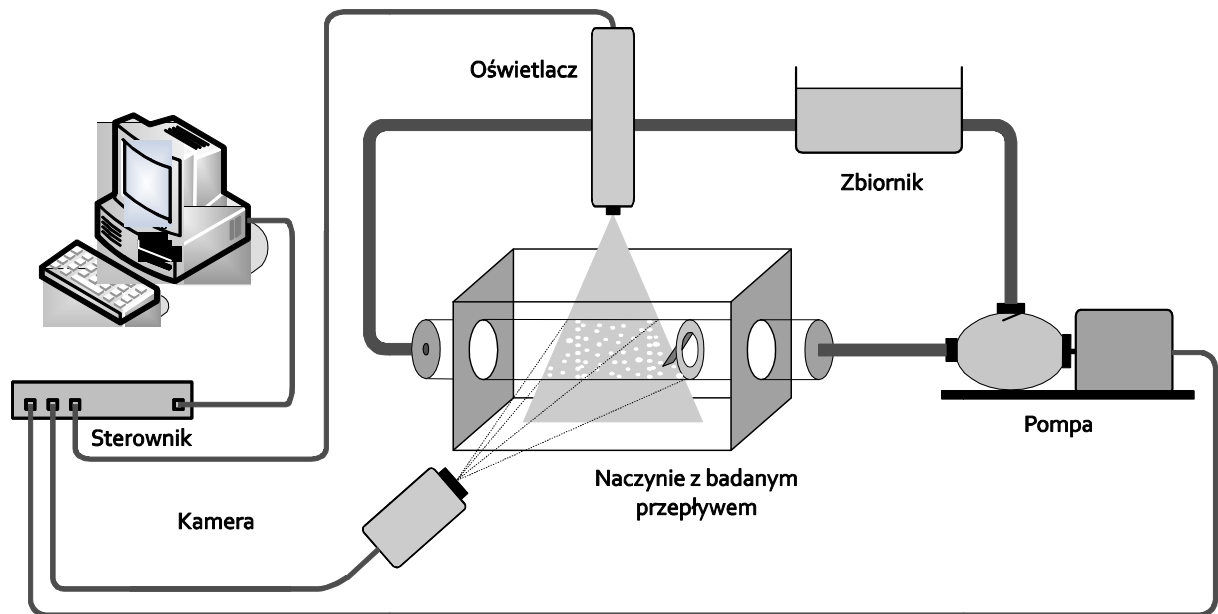
## 6.2 Badania w przepływie pulsacyjnym

### 6.2.1 Stanowisko pomiarowe - budowa i założenia

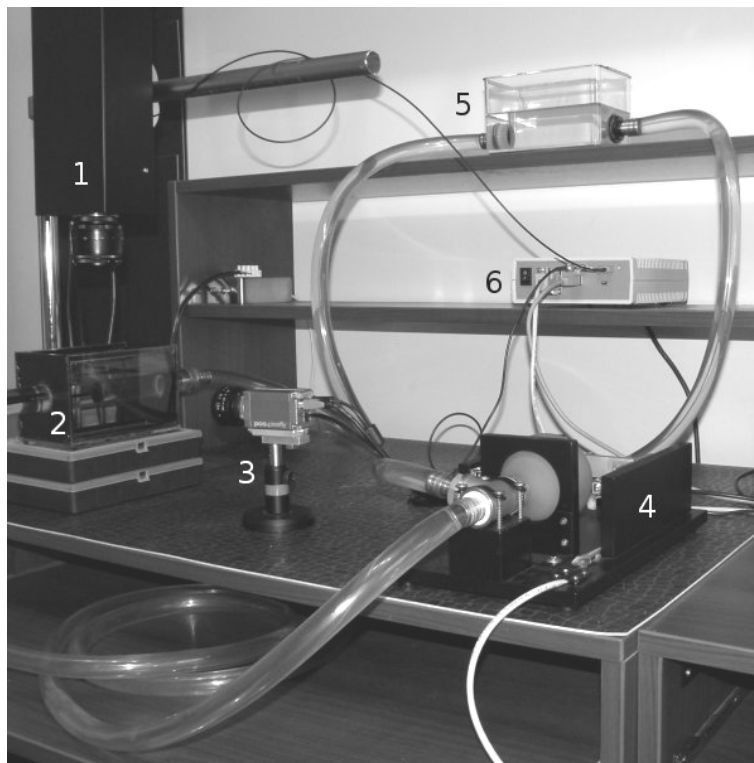
Celem przeprowadzonego eksperymentu w przepływie pulsacyjnym była ocena możliwości zastosowania opracowanej metody analizy obrazów w pomiarach przepływu przez zastawki.

Na rys. 6.12 przedstawiono schemat układu pomiarowego zastosowanego w

przeprowadzonym eksperymencie, natomiast na rys. 6.13 fotografię rzeczywistego stanowiska.



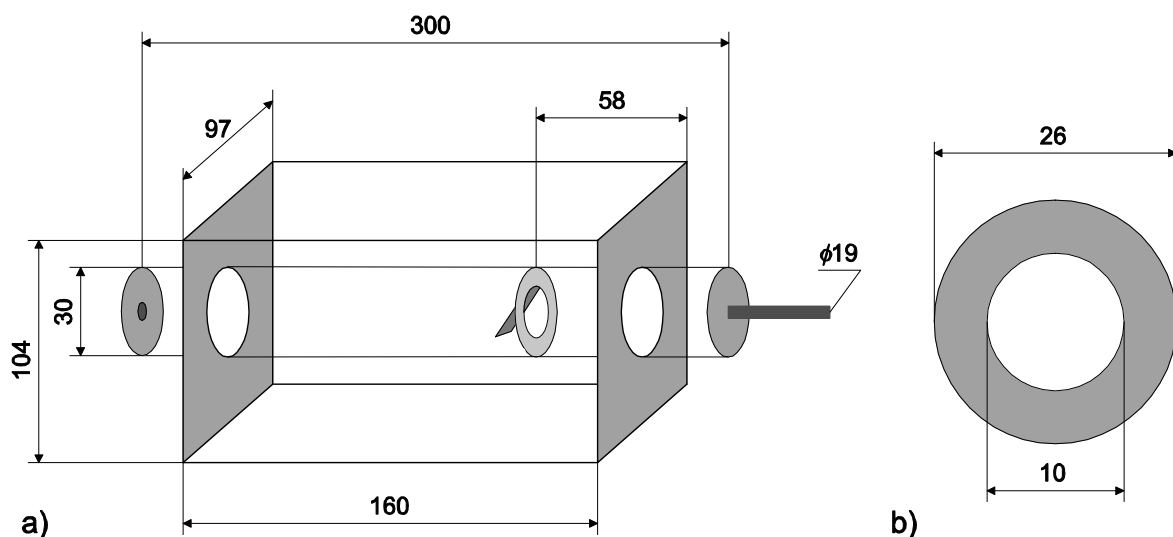
Rys. 6.12 Schemat układu pomiarowego użytego w eksperymencie z przepływem pulsacyjnym.



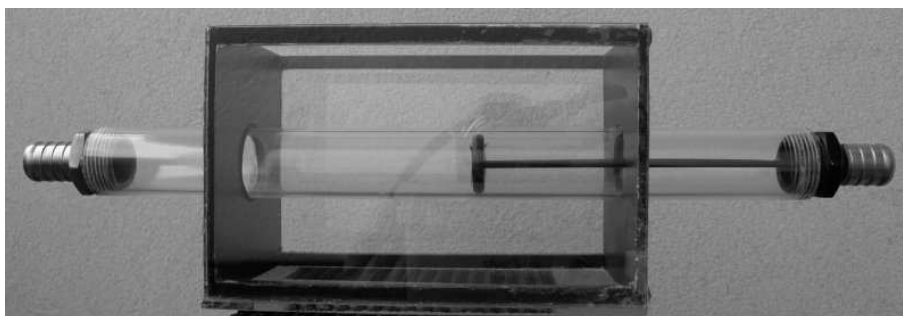
Rys. 6.13 Fotografia stanowiska, na którym przeprowadzono eksperyment z przepływem pulsacyjnym. 1 - oświetlacz, 2 - naczynie z badanym przepływem, 3 - kamera, 4 - pompa pulsacyjna, 5 - zbiornik, 6 - sterownik.

Na potrzeby eksperymentu zbudowano minimalny układ hydrauliczny pozwalający na zarejestrowanie obrazów PIV w przepływie pulsacyjnym za zastawką o wymiarach zbliżonych do rzeczywistych. W układzie hydraulicznym nie odwzorowano podatności i oporności występujących w rzeczywistym krążeniu systemowym, przez co uzyskany przepływ jest znacząco różny od przepływu występującego w rzeczywistym krążeniu systemowym, jednak jest bardzo złożony i pozwala na ocenę przydatności opracowanej metody analizy obrazów do tego typu zastosowań.

Badaną protezę zastawki wykonano z tworzywa sztucznego oraz aluminium. Zastawkę umieszczono w przezroczystej rurze z plexiglasu, o średnicy wewnętrznej 26 mm, obustronnie zakończonej złączami do węża o średnicy wewnętrznej 19 mm. Rurę umieszczono w komorze, o przekroju prostokątnym, wykonanej ze szkła. Na rys. 6.14 przedstawiono geometrię zbudowanej komory oraz zastawki, natomiast na rys. 6.15 fotografię rzeczywistej komory.



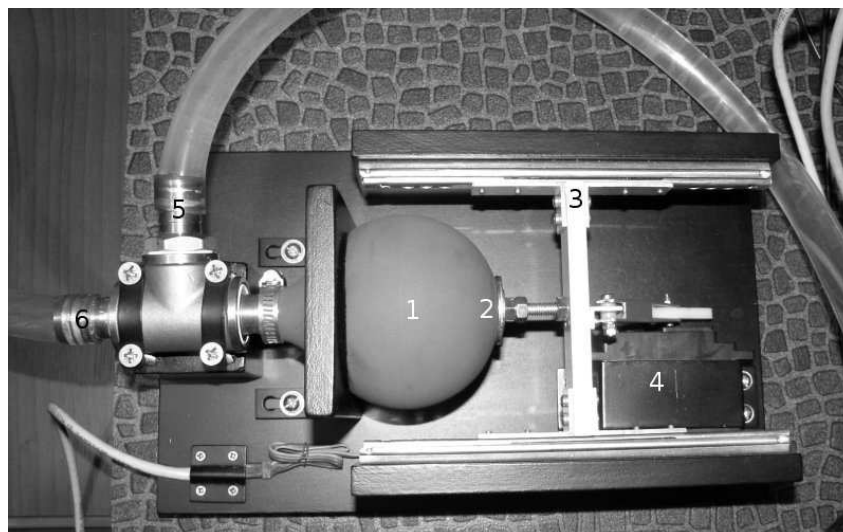
Rys. 6.14 Budowa i wymiary naczynia użytego w badaniu przepływu pulsacyjnego (a) oraz wymiary pierścienia zastawki (b).



Rys. 6.15 Fotografia naczynia użytego w badaniu przepływu pulsacyjnego.

Komorę zastosowano w celu eliminacji zniekształceń geometrycznych rejestrowanego obrazu. W czasie pomiarów komora została wypełniona tym samym płynem, który użyto w układzie hydraulicznym.

Przepływ pulsacyjny został wymuszony w specjalnie do tego celu skonstruowanej pompie pulsacyjnej (rys. 6.16). Głównym elementem składowym pompy jest gumowa komora (1) o pojemności  $200 \text{ cm}^3$ , która jest ściskana przesuwającym się w płaszczyźnie poziomej tłokiem (2) napędzanym serwomechanizmem (4). Do sterowania serwomechanizmu użyto sterownika opisanego w rozdziale 5. Za pomocą sterownika można ustawiać położenie tłoka w dowolnej pozycji w zakresie od komory całkowicie rozprężonej do maksymalnie ściśniętej. Sterownik umożliwia cykliczne ustawianie tłoka według zadanej krzywej oraz z zadanym okresem i amplitudą wychyleń. Komora jest połączona metalowym rozdzielaczem ze złączką wejściową (5), przez którą wpływa płyn roboczy oraz ze złączką wyjściową (6), z której wypływa płyn. W złączce wlotowej została umieszczona zastawka wymuszająca przepływ w jedną stronę.



Rys. 6.16 Fotografia pompy pulsacyjnej użytej w eksperymencie. 1 - gumowa komora, 2 - tłok, 3 - posuw tłoka, 4 - serwomechanizm, 5 - złącze wpływu płynu, 6 - złącze wypływu płynu.

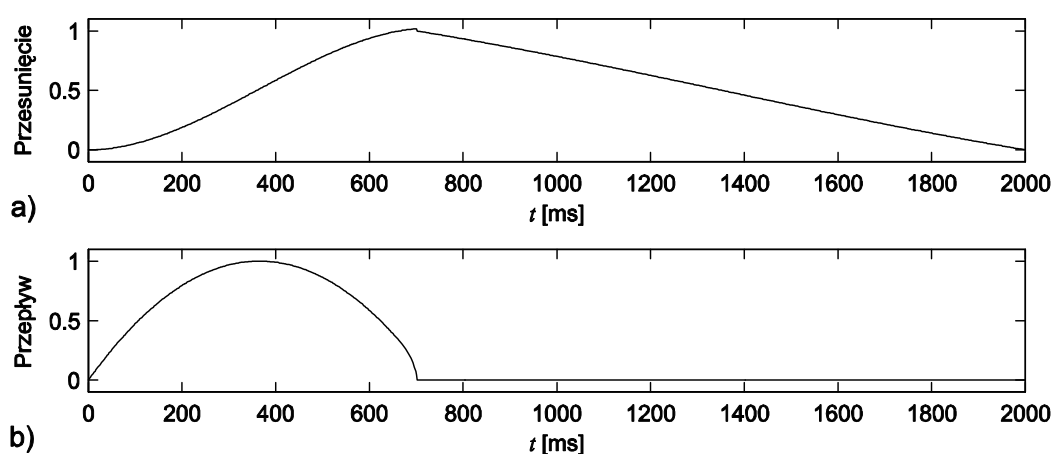
Do rejestracji obrazów zastosowano kamerę pco.pixelfly usb piv (PCO AG, Niemcy), której parametry omówiono w p. 6.1.1. Czas transferu dwóch pełnych ramek obrazu wynosi 274 ms (12 MHz) lub 148 ms (25 MHz) i taki jest też minimalny odstęp pomiędzy rejestrowanymi sekwencjami dwóch obrazów w trybie PIV.

## 6.2.2 Charakterystyka eksperymentu

W eksperymencie w roli płynu roboczego użyto wodę destylowaną, natomiast jako cząstki posiewu zastosowano cząstki pochodzenia mineralnego o średnicy nie przekraczającej 100

$\mu\text{m}$ . Użyte cząstki charakteryzowały się większą gęstością niż płyn roboczy, jednak zdecydowano się na nie ze względu na dostępność oraz charakter eksperymentu, gdzie nie było konieczności jak najwierniejszego odwzorowania badanego przepływu.

Pompę sterowano przebiegiem okresowym o okresie 2 s, w którym została przepompowana cała objętość komory, tj.  $200 \text{ cm}^3$ . Krzywą sterującą położeniem tłoka przedstawiono na rys. 6.17a. Krzywą (opisaną wielomianem trzeciego stopnia) dobrano tak aby teoretyczna prędkość przepływu przez zastawkę była funkcją kwadratową (rys. 6.17b). Przyjęto, podobnie jak w innych eksperymentach (Dasi i in. 2007), że czas sprężania komory jest równy 0.35 czasu trwania jednego cyklu pracy komory.



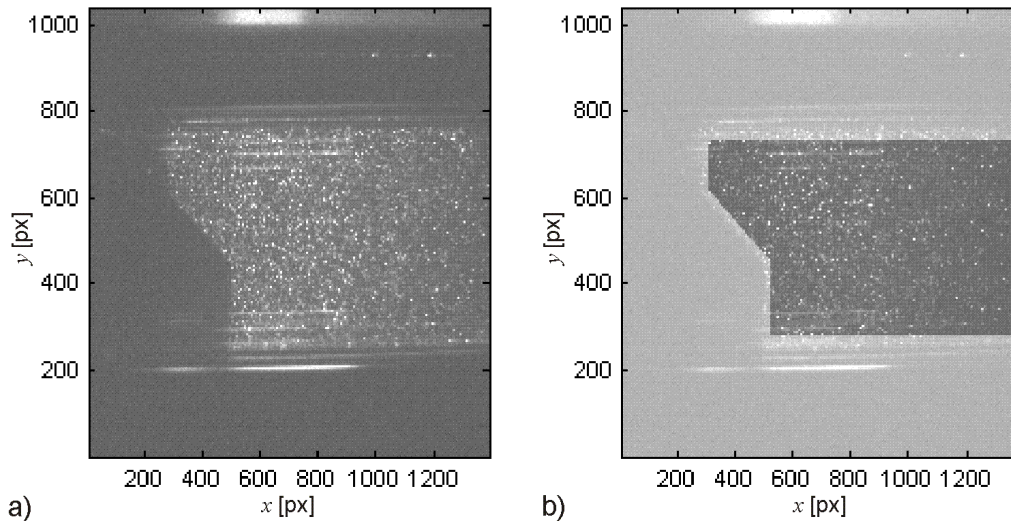
Rys. 6.17 Krzywa położenia tłoka (a) oraz teoretyczna krzywa przepływu przez zastawkę (b).

Do generacji płaszczyzny oświetlającej oświetlacz skonfigurowano w trybie pracy jednokanałowej, gdzie impulsy generowano w odstępach 1 ms, natomiast czas trwania każdego impulsu ustawiono na  $8 \mu\text{s}$ .

Sterownik zaprogramowano tak aby generował impulsy wyzwalające kamerę i oświetlacz przesunięte o zadany czas względem początku cyklu pracy komory, tj. początku sprężania. Ze względu na długi czas odczytu z matrycy CCD kamery i transferu do komputera PC nie było możliwe wykonanie dużej liczby rejestracji w jednym cyklu pracy zastawki. Zdecydowano się na rejestrację ramek z kolejnych cykli pracy, przy odpowiednim doborze czasu przesunięcia względem początku cyklu, tj. przy odpowiednim przesunięciu fazowym.

Na rys. 6.18 przedstawiono przykładowe obrazy zarejestrowane w czasie eksperymentu. Przed analizą na obrazy nałożono maskę wycinającą tylko interesującą część przepływu. Na rys. 6.18b przedstawiono drugą ramkę obrazu wraz z nałożoną maską. W celu zobrazowania kształtu maski przedstawiono ją w postaci szarej powierzchni.





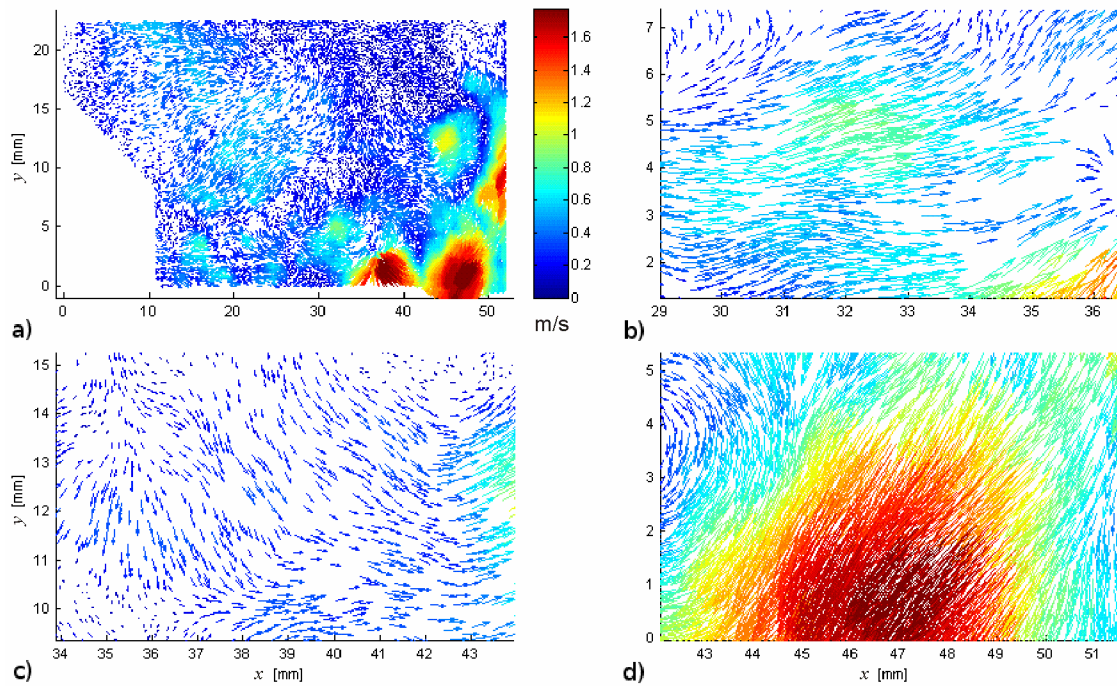
Rys. 6.18 Dwie kolejne ramki obrazu zarejestrowane w eksperymencie pulsacyjnym. Na drugą ramkę (b) nałożono maskę używaną w obliczeniach do wycięcia nieporządnanych fragmentów obrazu.

Obrazy przed analizą poddano korekcji intensywności z użyciem algorytmu omówionego w p. 6.1.2. Do wyznaczania pól prędkości przepływu zastosowano opracowaną hybrydową metodę estymacji opisaną w rozdz. 4. W metodzie korelacyjnej pole wyznaczano z użyciem okien o wielkościach  $65 \times 65$ ,  $33 \times 33$  i  $17 \times 17$  px<sup>2</sup>. W drugim etapie analizy opartym na przepływie optycznym analizę przeprowadzono na 4 poziomach dekompozycji wykonując na każdym poziomie 3 iteracje. W dekompozycji piramidalnej użyto filtru dwumianowego o masce wielkości  $5 \times 5$  px<sup>2</sup>. W większości obliczeń do estymacji przemieszczeń w metodzie gradientowej użyto okna o wielkości  $11 \times 11$  px<sup>2</sup>, natomiast w punkcie 6.2.5 dodatkowo okien  $7 \times 7$  i  $5 \times 5$  px<sup>2</sup>.

### 6.2.3 Badanie ewolucji przepływu

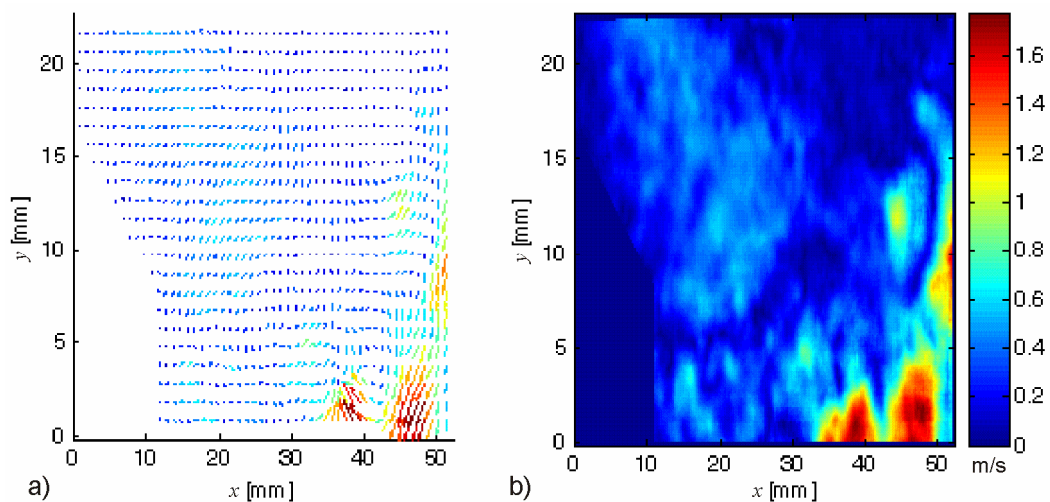
W pierwszym z eksperymentów zarejestrowano serię par obrazów o wzrastającym względem początku cyklu przesunięciu czasowym. Zarejestrowano 20 par obrazów w odstępach co 100 ms, które następnie poddano analizie z użyciem opracowanej metody hybrydowej. Zarejestrowane obrazy jednak nie pochodziły z jednego cyklu pracy komory (użyto próbkowania fazowego), ze względu na duże czasy odczytu i transferu danych z kamery. Uzyskane pola wektorów prędkości pozwoliły na analizę ewolucji przepływu w cyklu pracy komory i zastawki. Na rys. 6.19a przedstawiono wyznaczone pole wektorów prędkości dla przesunięcia 0.6 s, natomiast na rys. 6.19b, c, d powiększone wybrane fragmenty pola. Maksymalna prędkość przepływu wyniosła 1.76 m/s, której dla średnicy otworu zastawki 1 cm odpowiada liczba Reynoldsa 19800. Przy tak dużej liczbie Reynoldsa przepływ jest już w pełni turbulentny.



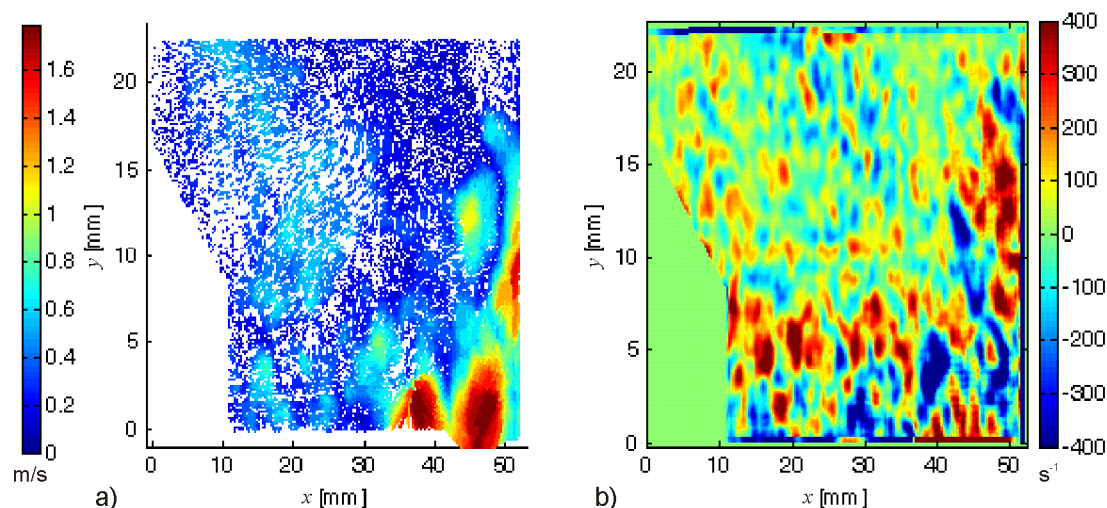


Rys. 6.19 Pole wektorów prędkości uzyskane z użyciem metody hybrydowej, wyznaczone dla ramek zarejestrowanych po czasie 0.6 s od momentu rozpoczęcia cyklu (a). Powiększone wybrane fragmenty pola (b, c, d).

Na rys. 6.20a przedstawiono interpolowane do siatki regularnej pole z rys. 6.19a, natomiast na rys. 6.20b odpowiadające mu pole modułów wektorów prędkości. Pole interpolowano z użyciem radialnych funkcji sklepanych (rozdz. 3). Dla pola wektorów prędkości wyznaczono również pole wirowości (rys. 6.21b) metodą cyrkulacyjną (Raffel i in. 2007). W przedstawionych polach wirowości na obrzeżach maski są widoczne duże wartości wirowości, które są wynikiem efektów brzegowych użytych procedur numerycznych i należy je pominąć podczas analizy.

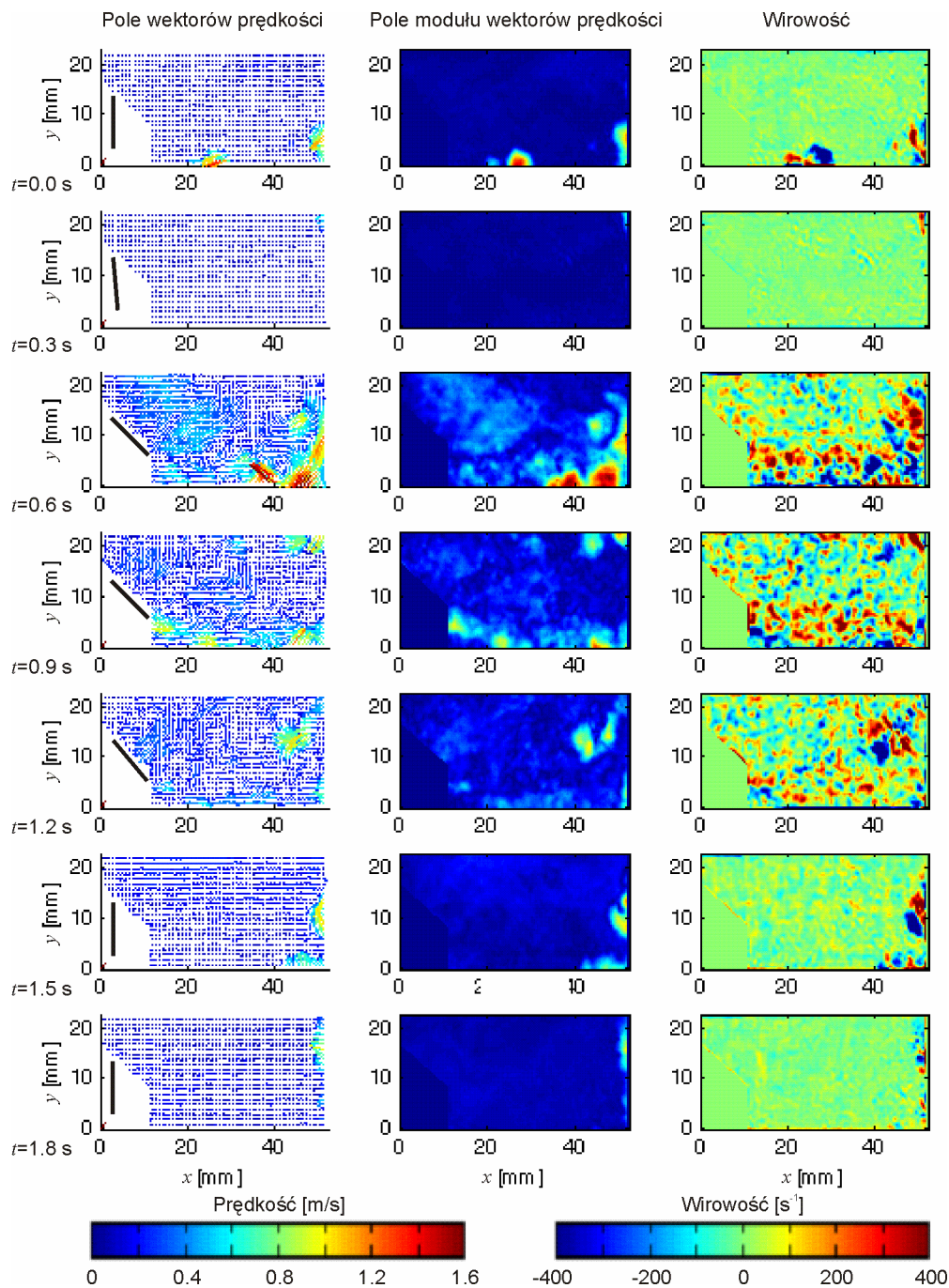


Rys. 6.20 Interpolowane do regularnej siatki pole wektorów prędkości, uzyskane z użyciem metody hybrydowej, wyznaczone dla ramek zarejestrowanych po czasie 0.6 s od momentu rozpoczęcia cyklu (a). Odpowiadające polu (a) pole modułów wektorów prędkości (b).



Rys. 6.21 Pole wektorów prędkości, uzyskane z użyciem metody hybrydowej, wyznaczone dla ramek zarejestrowanych po czasie 0.6 s od momentu rozpoczęcia cyklu (a) oraz odpowiadające mu pole wirowości (b).

Na rys. 6.22 przedstawiono pola wektorów prędkości, pola modułów wektorów prędkości oraz pola wirowości wyznaczone dla chwil czasowych 0, 0.3, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 1.8 s względem początku cyklu pracy komory. Z lewej strony pola wektorów prędkości pokazano rzeczywiste położenie listka zastawki. Z analizy pól prędkości widać, że otwarcie zastawki jest przesunięte względem początku sprężania komory o ok. 0.3 s. To przesunięcie może wynikać z pewnego opóźnienia odpowiedzi serwomechanizmu oraz z konstrukcji układu hydraulicznego i braku elementów tłumiących pęd płynu. Na rys. 6.21 oraz 6.22 w polu wirowości, podczas otwarcia zastawki ( $t \in (0.6 \text{ s}, 1.2 \text{ s})$ ), widać szereg struktur wirowych w dolnej części przepływu. Do dolnej części przepływu jest też kierowany główny strumień przepływu, co wynika z mechanicznej konstrukcji zastawki (listek podnoszony do góry). Po zamknięciu zastawki ( $t > 1.2 \text{ s}$ ) struktury wirowe powoli zanikają. Maksymalnej prędkości zaobserwowanej w uzyskanych polach wektorów prędkości odpowiada przemieszczenie 35.5 px w płaszczyźnie obrazu, co wymagało już użycia opracowanej metody hybrydowej lub tylko metody korelacyjnej.

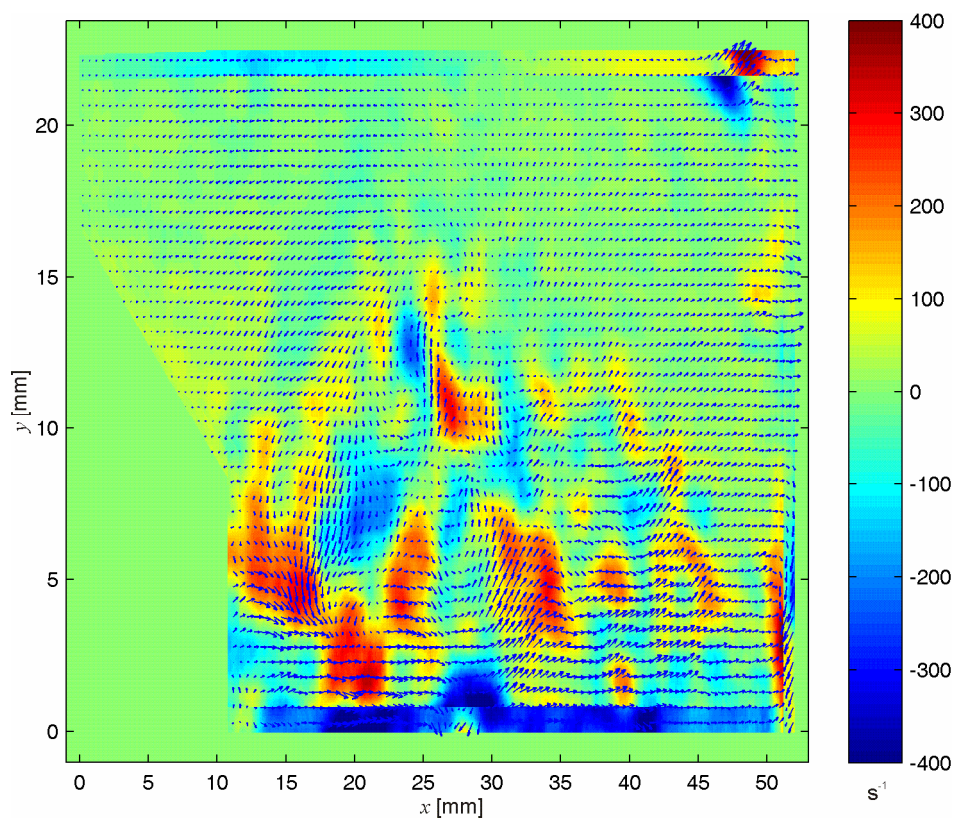


Rys. 6.22 Pola wektorów prędkości, odpowiadające im pola modułów wektorów prędkości oraz pola wirowości wyznaczone w kolejnych chwilach czasowych względem początku cyklu pracy zastawki.

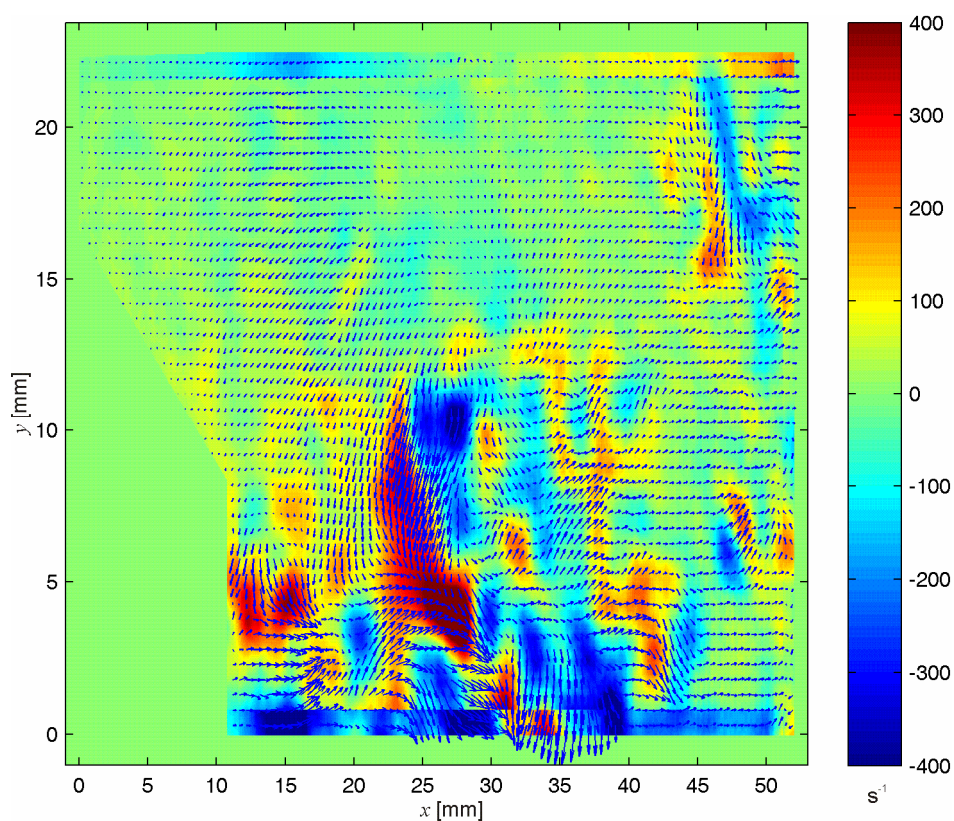
### 6.2.4 Wyznaczanie pola przepływu fazowo uśrednionego

Obserwując kilka realizacji pola wektorów prędkości podczas przepływu przy otwartej zastawce, dla czasu przesunięcia 0.5 s, widać jego dużą zmienność wynikającą z burzliwości przepływu. Na rys. 6.23 i 6.24 przedstawiono pola wektorów prędkości oraz odpowiadające im pola wirowości dla dwóch przykładowych realizacji.

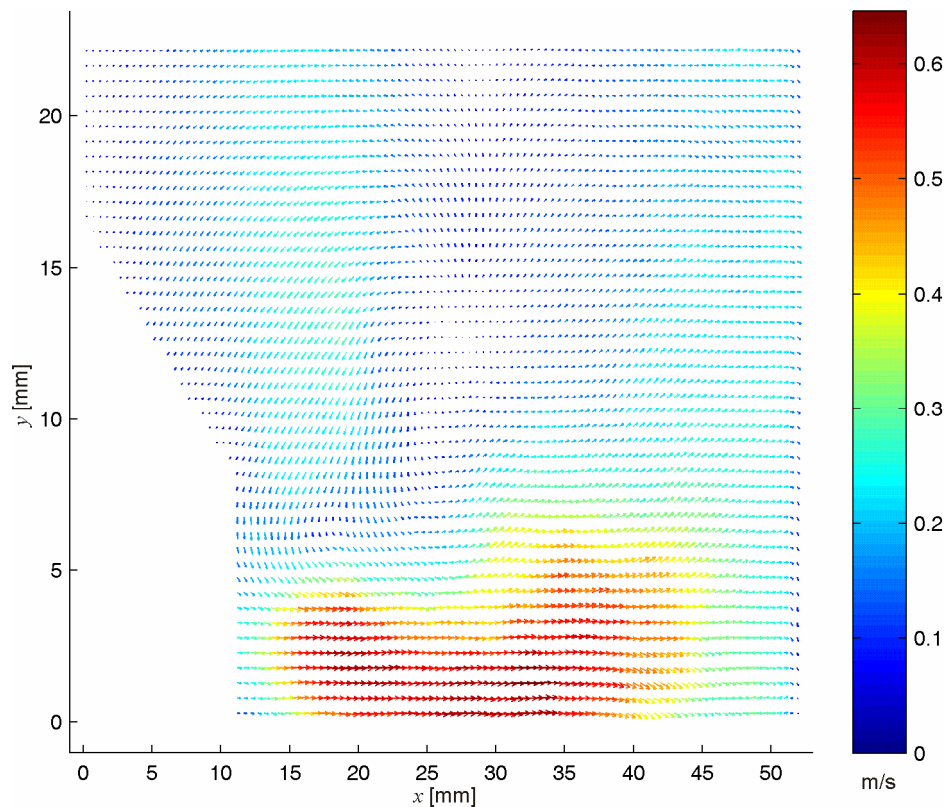




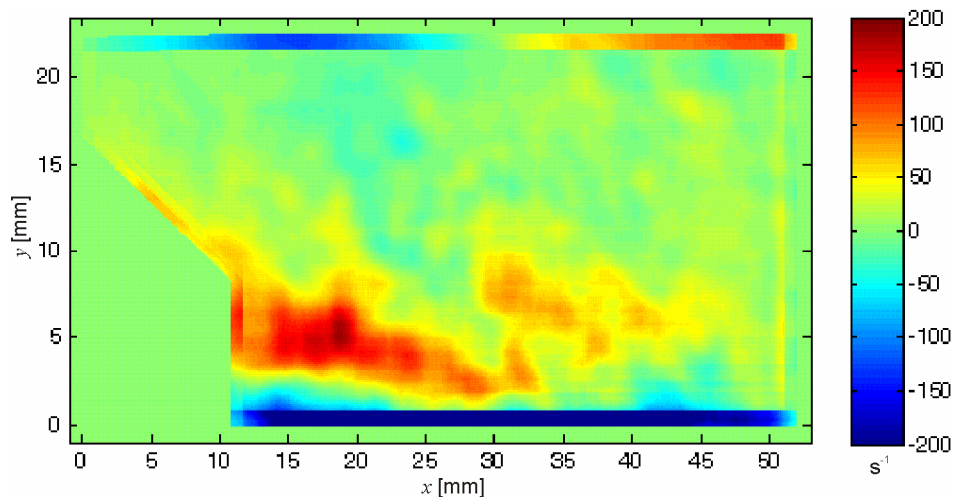
Rys. 6.23 Jedna z realizacji pola wektorów prędkości i odpowiadająca mu wirowość. Pola wyznaczone dla przesunięcia 0.5 s względem początku cyklu.



Rys. 6.24 Jedna z realizacji pola wektorów prędkości i odpowiadająca mu wirowość. Pola wyznaczone dla przesunięcia 0.5 s względem początku cyklu.



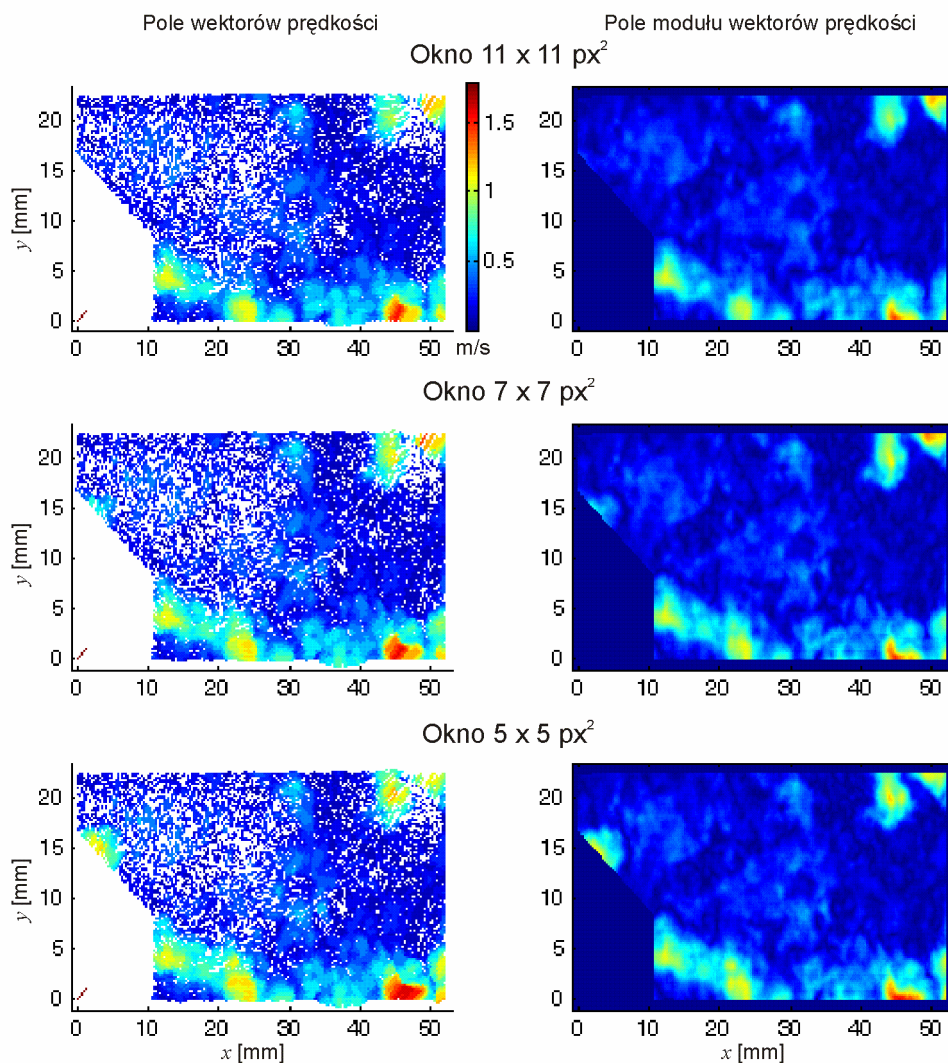
Rys. 6.25 Uśrednione z 50 realizacji pole wektorów prędkości. Każda realizacja pochodziła z innego cyklu pracy zastawki a zarejestrowane ramki były przesunięte o 0.5 s względem początku cyklu.



Rys. 6.26 Pole wirowości wyznaczone dla uśrednionego pola wektorów prędkości.

Przy tak dużych fluktuacjach przestrzennych prędkości trudno oszacować przepływ średni, więc w tym celu wyznaczono uśrednione pole z 50 realizacji. Uśrednione pole wektorów prędkości przedstawiono na rys. 6.25, natomiast odpowiadające mu pole wirowości na rys. 6.26. W uśrednionym polu prędkości wyraźnie jest widoczny strumień główny w dolnej

części przepływu, który charakteryzuje się największą prędkością sięgającą 0.7 m/s, podczas gdy w pojedynczych realizacjach maksymalne prędkości przepływu sięgały 1.76 m/s. Patrząc na uzyskane pola wektorów prędkości można odnieść wrażenie, że nie jest spełnione równanie ciągłości przepływu, szczególnie obserwując lokalne obszary o dużych prędkościach i dużych gradientach prędkości. Podczas analizy w tym przypadku należy pamiętać, że obserwujemy przepływ, który jest burzliwy i w pełni trójwymiarowy, tylko w jednej płaszczyźnie (w dwóch wymiarach).

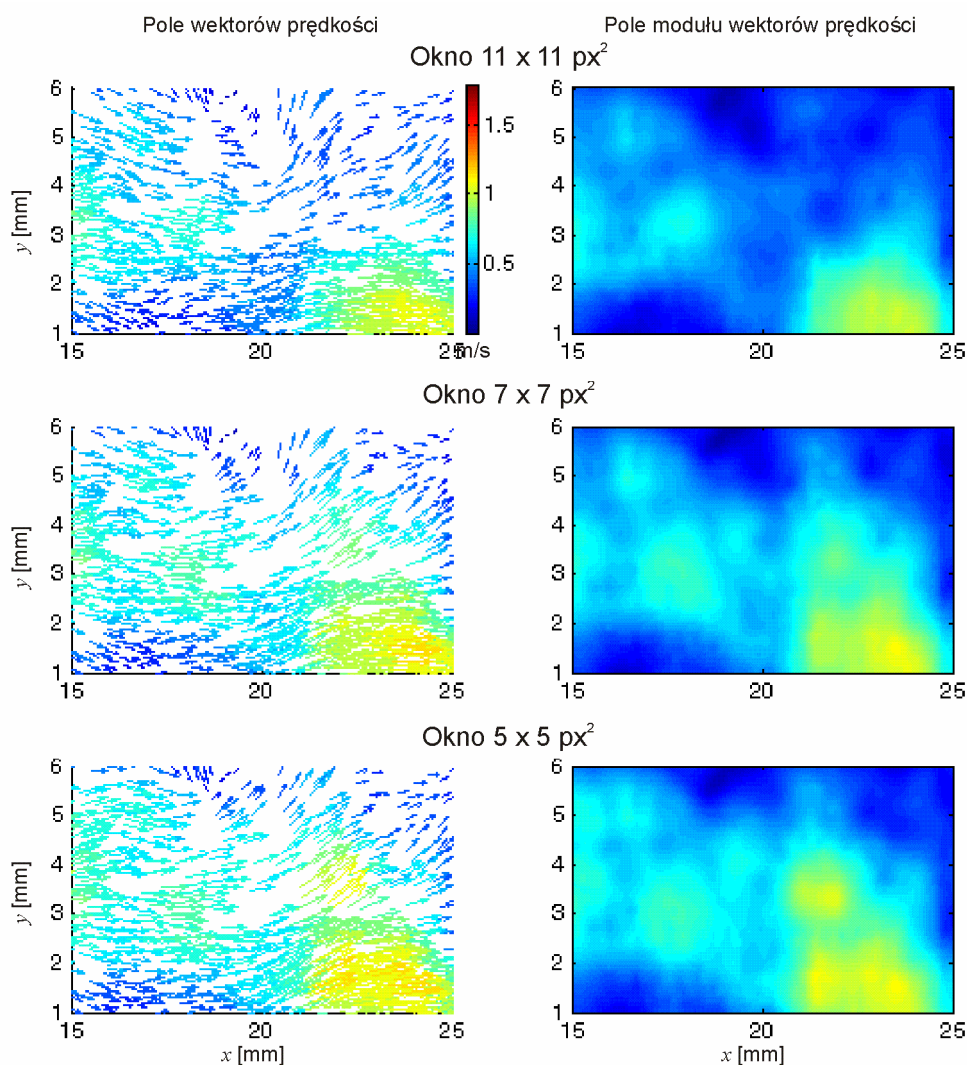


Rys. 6.27 Pola wektorów prędkości oraz odpowiadające im pola modułów wektorów prędkości, wyznaczone metodą hybrydową, dla okien analizy o wielkościach  $11 \times 11$ ,  $7 \times 7$ ,  $5 \times 5$  px<sup>2</sup>. Pola wyznaczone dla ramek przesuniętych o 0.6 s względem początku cyklu pracy komory.



### 6.2.5 Badanie wpływu wielkości okna analizy

W p. 6.2.3 i 6.2.4 analizę przeprowadzono w oparciu o pola wektorów prędkości wyznaczone z użyciem okna analizy wielkości  $11 \times 11 \text{ px}^2$ , natomiast w niniejszym punkcie przeanalizowano, na przykładzie jednej realizacji, wpływ zmniejszania okna analizy na uzyskane pola wektorów prędkości. Na rys. 6.27 przedstawiono uzyskane pola wektorów prędkości oraz odpowiadające im pola modułów wektorów prędkości dla okien wielkości  $11 \times 11$ ,  $7 \times 7$  i  $5 \times 5 \text{ px}^2$ , dla ramek obrazów zarejestrowanych po czasie 0.6 s względem początku cyklu. Poszczególnym oknom w płaszczyźnie pomiarowej odpowiadają następujące wymiary w każdej z osi współrzędnych:  $11 \times 11 - 546 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $7 \times 7 - 348 \text{ }\mu\text{m}$  i  $5 \times 5 - 248 \text{ }\mu\text{m}$ . Na rys. 6.28 przedstawiono powiększony fragment pól dla dolnej części przepływu.



Rys. 6.28 Powiększone fragmenty pól wektorów prędkości oraz odpowiadające im pola modułów wektorów prędkości, wyznaczone metodą hybrydową, dla okien analizy o wielkościach  $11 \times 11$ ,  $7 \times 7$ ,  $5 \times 5 \text{ px}^2$ . Pola wyznaczone dla ramek przesuniętych o 0.6 s względem początku cyklu pracy komory.

Dla okna wielkości  $11 \times 11 \text{ px}^2$  wokół punktu o współrzędnych (18 mm, 3 mm) jest widoczny wydzielony obszar o większej prędkości przepływu względem otoczenia. Wraz ze zmniejszaniem wielkości okna ten obszar się powiększa, co można wyjaśnić coraz mniejszym wpływem otoczenia tego obszaru na wyznaczaną prędkość. Ten wpływ jest coraz mniejszy, ponieważ okno analizy obejmuje coraz mniejszą część otoczenia podczas estymacji prędkości wokół omawianego punktu. Analizowany obszar znajduje się we fragmencie pola, przez który przepływa strumień główny, więc jest bardzo prawdopodobne, że pole uzyskane dla okna  $5 \times 5 \text{ px}^2$  jest bliższe rzeczywistemu przepływowi niż dla okna  $11 \times 11 \text{ px}^2$ .

### 6.3 Podsumowanie

W eksperymencie z przepływem rotacyjnym pokazano, że pola uzyskane opracowaną przez autora pracy metodą bazującą na przepływie optycznym są zbieżne z polami uzyskanymi metodami korelacyjnymi na podobnym poziomie rozdzielczości. Wraz ze zmniejszaniem wielkości okna analizy pojawiały się dodatkowe szczegóły przepływu niewidoczne, ze względu na niższą rozdzielczość analizy, w metodach korelacyjnych. Eksperyment pokazał, że opracowana metoda jest bardzo wrażliwa na międzyramkowe fluktuacje intensywności oświetlenia, jednak po odpowiedniej korekcji intensywności obrazów uzyskano pola dobrze odzwierciedlające rzeczywiste przebiegi. Można postawić tezę, że opracowana metoda bazująca na przepływie optycznym dobrze odzwierciedla rzeczywisty przepływ ze względu na podobieństwo uzyskanego pola wektorów prędkości do pola otrzymanego inną, niezależną względem niej metodą bazującą na korelacji przy podobnej rozdzielczości przestrzennej.

W eksperymencie z przepływem pulsacyjnym pokazano przykład możliwości użycia opracowanej metody hybrydowej do analizy przepływu przez zastawki. Przeanalizowano ewolucję przepływu przez zastawkę w czasie cyklu pracy komory, dla jednego przesunięcia względem początku cyklu wyznaczono przepływ średni oraz podjęto próbę analizy wpływu wielkości okna na rozdzielczość przestrzenną uzyskiwanych pól prędkości. Na podstawie przeprowadzonego eksperymentu trudno jednoznacznie ocenić wiarygodność testowanej metody, ponieważ nie jest znane pole rzeczywiste. Za wiarygodnością przemawiają wyniki wcześniejszych badań symulacyjnych, eksperyment z przepływem rotacyjnym oraz spójność uzyskanych pól wektorów prędkości. Uzyskane pola charakteryzują się dość dużą gładkością, występuje niewielka ilość wektorów błędnych - wyraźnie odstających od otoczenia.



## Podsumowanie

Praca dotyczy problematyki pomiaru pól prędkości przepływu w sztucznych narządach układu krążenia. Celem autora pracy było opracowanie metody analizy obrazów rejestrowanych na potrzeby anemometrii obrazowej, która umożliwiłaby uzyskanie wyższych rozdzielczości przestrzennych w stosunku do metod już istniejących. Na etapie projektowania sztucznych narządów układu krążenia, w szczególności zastawek istnieje potrzeba badania przepływu przez zastawkę i na tej podstawie odpowiedniej optymalizacji kształtów geometrycznych. We współczesnej anemometrii obrazowej uzyskuje się rozdzielczości przestrzenne dwa rzędy gorsze od skal turbulencji towarzyszących przepływowi przez sztuczne zastawki. Te problemy były inspiracją autora do opracowania nowej metody analizy obrazów, która umożliwiłaby wyznaczanie pól z większą rozdzielczością przestrzenną.

Zakres tematyczny niniejszej pracy został ujęty w sześciu rozdziałach. W pierwszym rozdziale scharakteryzowano przepływ przez zastawki serca, omówiono metody projektowania, dokonano również przeglądu prac poświęconych zastosowaniom anemometrii obrazowej w badaniach sztucznych narządów układu krążenia.

Drugi rozdział poświęcono scharakteryzowaniu anemometrii obrazowej, omówiono problemy oraz możliwości współczesnych metod analizy obrazów bazujących na korelacji oraz na przepływie optycznym. Określono również wymagania stawiane współczesnym metodom pomiarowym wykorzystywanym w badaniach przepływu przez sztuczne zastawki.

W rozdziale trzecim omówiono zagadnienia związane ze wstępnym przetwarzaniem obrazu oraz identyfikacją cząstek. Przedstawiono wyniki pomiarów przeprowadzonych w celu scharakteryzowania szumów kamer wykorzystywanych w pomiarach anemometrycznych, omówiono oraz przedstawiono wyniki badań symulacyjnych pokazujących wpływ filtracji wstępnej na zawartość szumu w obrazie. Omówiono problematykę segmentacji obrazu. Przeprowadzono testy kilku algorytmów estymacji

parametrów cząstek w celu oceny dokładności estymacji położenia cząstek i możliwości ich wykorzystania w metodach estymacji przemieszczeń. Na podstawie przeglądu literatury oraz przeprowadzonych badań symulacyjnych zaproponowano algorytm identyfikacji cząstek wykorzystywany w opracowanej, omówionej w rozdziale czwartym metodzie hybrydowej. W drugiej części rozdziału przetestowano metody interpolacji i aproksymacji danych próbkowanych nieregularnie - rozmieszczonych na siatkach nieregularnych. Testy przeprowadzono w celu wyboru odpowiedniego algorytmu konwersji siatek do opracowanej metody hybrydowej.

W czwartym rozdziale omówiono zaproponowaną przez autora hybrydową metodę optycznego pomiaru pól prędkości przepływu estymującą pole wektorów prędkości dwuetapowo. W pierwszym etapie pole wektorów uzyskuje się w iteracyjnej, z deformacją obrazu oraz zmniejszaniem rozmiarów okna, metodzie korelacyjnej, natomiast w drugim etapie z zastosowaniem wieloskalowej metody bazującej na przepływie optycznym. Uzyskane w pierwszym etapie pole jest polem o niskiej rozdzielczości, z wektorami reprezentującymi duże prędkości, natomiast uzyskane w drugim etapie pole wektorów charakteryzuje się większą rozdzielczością przestrzenną i reprezentuje składowe o niewielkich fluktuacjach. Pole uzyskane metodą korelacyjną wykorzystuje się do inicjalizacji algorytmu bazującego na przepływie optycznym, opartego na metodzie lokalnej estymacji Lucasa - Kanade. Metoda bazująca na przepływie optycznym wymaga wyznaczania pochodnych przestrzennych, od dokładności których zależy dokładność wyznaczanych wektorów przemieszczeń. W pracy zaproponowano metodę estymacji pochodnych bazującą na modelu rozproszenia światła na cząstkach posiewu, co pozwoliło również na wyznaczanie pochodnych w miejscach pomiędzy pikselami, a przez to na iteracyjną estymację wektorów prędkości. Jak pokazały badania symulacyjne wyznaczanie pochodnych tą drogą pozwoliło na znaczne zwiększenie dokładności estymowanych wektorów w zakresie niewielkich średnic cząstek (do 3 px), natomiast w zakresie większych średnic uzyskano dokładności porównywalne z innymi metodami. Poprawienie dokładności estymacji w zakresie mniejszych średnic ma duże znaczenie, ponieważ obrazy rejestrowane na potrzeby anemometrii PIV zawierają dużą ilość cząstek o niewielkiej średnicy. Optymalną średnicą cząstki w klasycznej anemometrii PIV jest średnica 2.2 px (Raffel i in. 2007).

W pracach dotyczących pomiarów pól prędkości w przepływach z wykorzystaniem metod bazujących na przepływie optycznym wektory wyznacza się dla każdego piksela lub w regularnej siatce. W zaproponowanej metodzie wektory estymowano tylko w wybranych

punktach, tam gdzie występowały obrazy cząstek, a więc prawdopodobieństwo uzyskania prawidłowego wektora było największe. Uzyskane tą metodą pola, jak pokazały testy porównawcze różnych metod, charakteryzowały się większą dokładnością oraz dużą rozdzielczością przestrzenną.

Ponieważ metody oparte na przepływie optycznym pozwalają na wyznaczanie niewielkich przemieszczeń (do ok. 1 px), w celu zwiększenia tego zakresu estymację przeprowadza się wieloskalowo z użyciem dekompozycji piramidalnej. W testach symulacyjnych oceniono wpływ rzędu filtru w dekompozycji oraz wpływ sposobu redukcji przemieszczeń pomiędzy poziomami na uzyskane dokładności, określono również zakres estymowanych przemieszczeń. Do redukcji przemieszczeń zaproponowano metodę z przesuwaniem okna oraz metodę z deformacją obrazu, zarówno jednoprzebiegową, jak i iteracyjną. Testy symulacyjne pokazały, że najlepsze wyniki daje filtr dwumianowy piątego rzędu oraz metoda iteracyjna z deformacją obrazu. Cztery poziomy dekompozycji okazały się liczbą optymalną, powyżej tej liczby rozmycie cząstek było duże, co prowadziło do bardzo dużych błędów estymacji. Na podstawie wyników przeprowadzonych symulacji w metodzie hybrydowej zastosowano algorytm iteracyjny z deformacją obrazu. W dekompozycji piramidalnej użyto filtru piątego rzędu a liczba poziomów nie przekraczała czterech, w zależności od specyfiki badanego pola.

Wybranie metody z deformacją obrazu wymagało konwersji siatki nieregularnej do siatki regularnej o oku wielkości  $1 \times 1 \text{ px}^2$  w celu wyznaczenia przemieszczeń poszczególnych pikseli obrazu. Do konwersji siatki, na podstawie badań przeprowadzonych w rozdziale trzecim, wybrano interpolację radialnymi funkcjami TPS. Mając gęste pole przemieszczeń pikseli w algorytmie deformacji obrazu dokonuje się interpolacji obrazu z użyciem funkcji B - sklejanych 3 stopnia.

Opracowaną metodę zaimplementowano w środowisku Matlab w językach Matlab i C++, gdzie w C++ pisano krytyczne czasowo algorytmy. W celu przyspieszenia obliczeń programy pisano jako wielowątkowe w technice OpenMP, co pozwoliło na wykorzystanie pełnej mocy obliczeniowej współczesnych komputerów wielordzeniowych.

Po implementacji metodę hybrydową przetestowano na obrazach testowych pochodzących z niezależnych od autora metody źródeł (Visualization Society of Japan i PIVChallenge 2005). W pierwszej grupie testów badano dokładność estymowanych pól, natomiast w drugiej grupie zdolność odtwarzania widma pola źródłowego. W testach dokładności dla prawie wszystkich serii obrazów (oprócz dwóch) opracowana metoda okazała

się znacznie dokładniejsza od pozostałych. W drugiej grupie testów, która miała charakter jakościowy opracowana metoda dobrze odtwarzała widma pól źródłowych.

W rozdziale piątym omówiono zaprojektowany i zbudowany oświetlacz oraz sterownik - synchronizator, które zostały użyte w eksperymentach omówionych w rozdziale szóstym. Celem budowy oświetlacza była chęć przeprowadzenia badań eksperymentalnych opracowanych metod i niedostępność wysokoenergetycznego lasera impulsowego. Zdecydowano się na opracowanie oświetlacza ze względu na wystarczające na potrzeby eksperymentu parametry oraz kilka rzędów niższy koszt w stosunku do powszechnie wykorzystywanych w tego rodzaju pomiarach impulsowych laserów o dużej energii. Opracowany oświetlacz zbudowano z wykorzystaniem dwóch wyładowczych lamp ksenonowych oraz odpowiedniego do wygenerowania płaszczyzny oświetlającej układu optycznego. Przeprowadzone badania wykonanego oświetlacza pokazały jego użyteczność w pomiarach prędkości przepływu przez protezy zastawek. Oświetlacz umożliwia generację impulsów świetlnych o czasie trwania od ok. 2  $\mu$ s do 18  $\mu$ s i odstępie międzyimpulsowym w trybie dwukanałowym od 1  $\mu$ s, natomiast w trybie dwukanałowym od 1 ms. W trybie dwukanałowym pomiędzy generowanymi płaszczyznami wystąpiło niewielkie przesunięcie, co powodowało duże przekłamanie w metodzie bazującej na przepływie optycznym i polach o dużych prędkościach. W trybie jednokanałowym te przekłamanie nie występowały i oświetlacz okazał się w pełni wystarczający do przeprowadzenia eksperymentów z rzeczywistym przepływem. Minimalny czas pomiędzy impulsami równy 1 ms okazał się wystarczający na potrzeby badania przepływu przez zastawki. Jak wykazały badania eksperymentalne oświetlacz charakteryzował się słabą stabilnością natężenia, co wynika z zastosowania lamp niskiej jakości.

W rozdziale szóstym przeprowadzono badania metody hybrydowej na rzeczywistych przepływach - rotacyjnym i pulsacyjnym. W przepływie rotacyjnym parametry eksperymentu tak ustawiono aby przemieszczenia nie przekraczały 8 px, co pozwoliło na użycie do estymacji tylko metody bazującej na przepływie optycznym, bez potrzeby używania korelacji w metodzie hybrydowej. Celem takiego doboru prędkości było uniezależnienie metody opartej na przepływie optycznym od korelacji. W eksperymencie porównano pola uzyskane iteracyjną metodą korelacyjną z deformacją obrazu, wyznaczone z użyciem komercyjnego oprogramowania PIVview oraz implementacji dokonanej przez autora pracy, z polami uzyskanymi opracowaną metodą bazującą na przepływie optycznym. Z porównania pól przy pracy jednokanałowej oświetlacza wynika, że na podobnym poziomie rozdzielczości

wszystkie pola były bardzo podobne, wartości średnie nie różniły się o więcej niż 0.2%, odchylenia standardowe metod korelacyjnych różniły się o ok. 5%, natomiast odchylenie metody opartej na przepływie optycznym względem metod korelacyjnych było większe o ok. 20%. Wzrost odchylenia standardowego mógł wynikać z mniejszego okna użytego w metodzie opartej na przepływie optycznym ( $11 \times 11 \text{ px}^2$  względem  $16 \times 16 \text{ px}^2$  i  $17 \times 17 \text{ px}^2$ ), a przez to ze wzrostu rozdzielczości i liczby szczegółów. Zmniejszanie okna powodowało pojawianie się szczegółów przy prawie niezmienniej wartości średniej. Podobieństwo pola uzyskanego w metodzie bazującej na przepływie optycznym z polami uzyskanymi z całkowicie niezależnych metod korelacyjnych, przy podobnej rozdzielczości przestrzennej, pozwala przypuszczać, że metoda ta dobrze odwzorowuje przepływy rzeczywiste. W eksperymencie z oświetlaczem pracującym dwukanałowo wyestymowane pola zawierały wiele obszarów z błędnymi wektorami, co świadczy o wrażliwości tej metody na niespójność obrazów. Użycie algorytmu korekcji intensywności obrazów pokazało, że metodą bazującą na przepływie optycznym można uzyskać wiarygodne pola, przy zmiennym natężeniu oświetlacza. Zmienność natężenia jest widoczna w eksperymentach omówionych w rozdziale piątym, gdzie oceniano powtarzalność odpowiedzi oświetlacza.

Drugi eksperyment przeprowadzono w przepływie pulsacyjnym, w celu oceny przydatności opracowanej metody do badania przepływu przez sztuczne zastawki. Na potrzeby eksperymentu zbudowano pompę pulsacyjną oraz specjalne naczynie z rurą, w której umieszczono protezę zastawki. Do estymacji pól wykorzystano metodę hybrydową. Wykonano eksperymenty, w których pokazano ewolucję przepływu oraz pole uśrednione z użyciem uśredniania fazowego. Otrzymane w wyniku pomiarów pola przedstawiono w postaci wektorowej, w postaci obrazów modułów wektorów oraz obrazów wirowości. Przeprowadzone eksperymenty były typowe w stosunku do eksperymentów wykonywanych w badaniach sztucznych zastawek.

Przeprowadzone badania symulacyjne oraz eksperymentalne pozwoliły autorowi niniejszej pracy postawić tezę, że zastosowanie hybrydowej metody pomiarowej, będącej połączeniem metody korelacyjnej i bazującej na przepływie optycznym z wykorzystaniem siatek nieregularnych pozwala na wyznaczanie pól wektorów prędkości przepływu o wyższych rozdzielczościach przestrzennych niż w klasycznych algorytmach PIV, co uzupełnia analizę przepływu o informacje dotyczące wyższych składowych częstotliwościowych, niedostępnych z użyciem metod korelacyjnych.

W ramach kontynuacji omówionych w niniejszej pracy zagadnień planowane jest zbadanie wpływu nierównomierności oświetlenia na estymację pól opracowaną metodą, opracowanie algorytmu korekcji nierównomierności oświetlenia w obrazach oraz udoskonalenie opracowanego oświetlacza.

# Literatura

- [1] Adrian R. J. (1997) Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8(12).
- [2] Adrian R. J. (2004) Twenty years of particle image velocimetry. *12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [3] Adrian R. J. (2009) Bibliography of Particle Velocimetry Using Imaging Methods: 1917-1995. *Göttingen Anniversary Edition*, German Aerospace Center (DLR), Göttingen.
- [4] Akutsu T., Saito J. (2006) Dynamic particle image velocimetry flow analysis of the flow field immediately downstream of bileaflet mechanical mitral prostheses. *Journal of Artificial Organs* (3).
- [5] Alvarez L., Castano C. A., García M., Krissian K., Mazorra L., Salgado A., Sánchez J. (2009) A new energy-based method for 3D motion estimation of incompressible PIV flows. *Computer Vision and Image Understanding* 113(7).
- [6] Arabia F., Copeland J., Smith R., Banchy M., Foy B., Kormos R., Tector A., Long J., Dembitsky W., Carrier M., Keon W., Pavie A., Duveau D. (1999) CardioWest Total Artificial Heart: A Retrospective Controlled Study. *Artificial Organs* 23(2).
- [7] Baker S., Matthews I. (2004) Lucas-Kanade 20 Years On: A Unifying Framework. *International Journal of Computer Vision* 56(3).
- [8] Balducci A., Grigioni M., Querzoli G., Romano G., Daniele C., D'Avenio G., Barbaro V. (2002) PIV and PTV measurements downstream an artificial heart valve. *11th International Symposium Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [9] Balducci A., Grigioni M., Querzoli G., Romano G., Daniele C., D'Avenio G., Barbaro V. (2004) Investigation of the flow field downstream of an artificial heart valve by means of PIV and PTV. *Experiments in Fluids* 36(1).
- [10] Baskurt O., Hardeman M., Rampling M., Meiselman M. (eds.) (2007) *Handbook of Hemorheology and Hemodynamics. Biomedical and Health Research*, IOS Press, Amsterdam.
- [11] R.K. Beatson R. K., Cherrie J. B., Mouat C. T. (1999) Fast fitting of radial basis functions: Methods based on preconditioned GMRES iteration. *Advances in Computational Mathematics* 11(2-3).
- [12] Bluestein D., Einav S. (1993) Spectral estimation and analysis of LDA data in pulsatile flow through heart valves. *Experiments in Fluids* 15(4-5).
- [13] Bogusławski A., Drobniak S., Tylińczak A. (2008) Turbulencja - od losowości do determinizmu. *Modelowanie inżynierskie* 36(5).

- [14] Botnar R., Nagel E., Scheidegger M., Pedersen E., Hess O., Boesiger P. (2000) Assessment of prosthetic aortic valve performance by magnetic resonance velocity imaging. *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine* 10(1).
- [15] Bovik A.(red.) (2000) *Handbook of Image and Video Processing*, Academic Press, San Diego.
- [16] Brandt S. (2002) *Analiza danych. Metody statystyczne i obliczeniowe*, PWN, Warszawa.
- [17] Brücker Ch., Steinseifer U., Schröder W., Reul H. (2002) Unsteady flow through a new mechanical heart valve prosthesis analysed by digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 13(7).
- [18] Buchmann N. A., Willert C., Soria J. (2010) Pulsed, High-Power LED Volume Illumination for Tomographic Particle Image Velocimetry. *17th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Auckland, Nowa Zelandia.
- [19] Buchmann N. A., Willert Ch. E., Soria J. (2012) Pulsed, high-power LED illumination for tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 53(5).
- [20] Champagnat F., Plyer A., Le Besnerais G., Leclaire B., Davoust S., Le Sant Y. (2011) Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Experiments in Fluids* 50(4).
- [21] Corpetti T., Heitz A. D., Arroyo A. G., Memin A. E., Santa-Cruz A. (2006) Fluid experimental flow estimation based on an optical-flow scheme. *Experiments in Fluids* 40(1).
- [22] Corpetti T., Memin E., Perez P. (2002) Dense Estimation of Fluid Flows. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 24(3).
- [23] Cohn R. K., Koochesfahani M. M. (2000) The accuracy of remapping irregularly spaced velocity data onto a regular grid and the computation of vorticity. *Experiments in Fluids* 29(1).
- [24] Darowski M., Orłowski T., Weryński A., Wójcicki J. (red.) (2001) *Biocybernetyka i Inżynieria Biomedyczna 2000. T. 3. Sztuczne narządy*, Exit, Warszawa.
- [25] Dasi L., Ge L., Simon A., Sotiropoulos F., Yoganathan A. (2007) Vorticity dynamics of a bileaflet mechanical heart valve in an axisymmetric aorta. *Physics of Fluids* 19(6).
- [26] Dasi L., Simon H., Sucusky P., Yoganathan A. (2009) Fluid mechanics of artificial heart valves. *Clinical and Experimental Pharmacology and Physiology* 36(2).
- [27] David L., Esnault A., Calluaud D. (2002) Comparison of interpolation techniques for 2D and 3D velocimetry, *11th International Symposium Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [28] Deng M., Naka T. (2007) *Mechanical circulatory support therapy in advanced heart failure*, Imperial College Press, Londyn.
- [29] De Ponte S., Malavasi S., Svelto C. (2001) Three colors particle image velocimetry using flashed lamps as light source. *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities. 19th International Congress on ICIASF*.
- [30] Dowling R., Etoch S., Stevens K., Johnson A., Gray L. (2001) Current Status of the AbioCor Implantable Replacement Heart. *Annals of Thoracic Surgery* 71.



- [31] Drobniak S., Kowalewski T. (2010) Mechanika płynów - Dlaczego tak trudno przewidzieć ruch płynu? *Nauki Techniczne. Rozdział 10*, Fundacja im. Wojciecha Świętosławskiego na rzecz wspierania nauki i rozwoju potencjału naukowego w Polsce, Warszawa.
- [32] Dumont K. (2004) *Experimental and numerical modeling of heart valve dynamics*, Institute Biomedical Technology, Gent (praca doktorska).
- [33] Duncan J., Dabiri D., Hove J., Gharib M. (2010) Universal outlier detection for particle image velocimetry (PIV) and particle tracking velocimetry (PTV) data. *Measurement Science and Technology* 21(5).
- [34] Ellis J., Yoganathan A. (2000) A comparison of the hinge and near-hinge flow fields of the St Jude Medical Hemodynamic Plus and Regent bileaflet mechanical heart valves. *The Journal of Thoracic and Cardiovascular Surgery* 119(1).
- [35] Feng Y., Goree J., Liu B. (2007) Accurate particle position measurement from images. *Review of Scientific Instruments* 78.
- [36] Filipczyński L., Herczyński R., Nowicki A., Powałowski T. (1980) *Przepływy krwi. Hemodynamika i ultradźwiękowe dopplerowskie metody pomiarowe*, PAN, Warszawa.
- [37] Fincham A. M., Spedding G. R. (1997) Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow. *Experiments in Fluids* 23(6).
- [38] Frazier O., Myers T., Jarvik R., Westaby S., Pigott D., Gregoric I., Khan T., Tamez D., Conger J., Macris M. (2001) Research and development of an implantable, axial-flow left ventricular assist device: the Jarvik 2000 Heart. *Annals of Thoracic Surgery* 71.
- [39] Fung J. C. H., Hunt J. C. R., Malik N. A., Perkins R. J. (1992) Kinematic simulation of homogeneous turbulence by unsteady random Fourier modes. *Journal of Fluid Mechanics* 236.
- [40] Fung J. C. H., Perkins R. J. (2008) Dispersion modeling by kinematic simulation: Cloud dispersion model. *Fluid Dynamics Research* 40(4).
- [41] Ge L., Dasi L., Sotiropoulos F., Yoganathan A. (2008) Characterization of Hemodynamic Forces Induced by Mechanical Heart Valves: Reynolds vs. Viscous Stresses. *Annals of Biomedical Engineering* 36(2).
- [42] Ge L., Jones S., Sotiropoulos F., Healy T., Yoganathan A. (2003) Numerical simulation of flow in mechanical heart valves: grid resolution and the assumption of flow symmetry. *Journal of Biomechanical Engineering* 125(5).
- [43] Giersiepen M., Wurzinger L., Opitz R., Reul H. (1990) Estimation of shear stress-related blood damage in heart valve prostheses - in vitro comparison of 25 aortic valves. *International Journal of Artificial Organs* 13(5).
- [44] Goodman J. W. (2005) *Introduction to Fourier Optics*, Roberts & Company Publishers, USA.
- [45] Gołąb B., Traczyk W. (1981) *Anatomia i fizjologia człowieka*, PZWL, Warszawa.
- [46] Gray N., Selzman C., Hill Ch. (2006) Current status of the total artificial heart. *American Heart Journal* 152(1).

- [47] Grigioni M., Daniele C., D'Avenio G., Barbaro V. (1999) A discussion on the threshold limit for hemolysis related to Reynolds shear stress. *Journal of Biomechanics* 32(10).
- [48] Gross D., Brevis W., Jirka G. H. (2010) Development of a LED-based PIV/PTV system: Characterization of the flow within a cylinder wall-array in a shallow flow. *River Flow Conference 2010*, Braunschweig, Niemcy.
- [49] Gryboś R. (1998) *Podstawy mechaniki płynów. Część 2*, PWN, Warszawa.
- [50] Hain R., Kähler Ch. J., Tropea C. (2007) Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras. *Experiments in Fluids* 42(3).
- [51] Healey G. E., Kondepudy R. (1994) Radiometric CCD Camera Calibration and Noise Estimation. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 16(3).
- [52] Heitz D., Héas P., Mémin E., Carlier J. (2008) Dynamic consistent correlation-variational approach for robust optical flow estimation. *Experiments in Fluids* 45(4).
- [53] Heitz D., Memin E., Schnorr Ch. (2010) Variational fluid flow measurements from image sequences: synopsis and perspectives. *Experiments in Fluids* 48(3).
- [54] Hering F., Leue C., Wierzimok D., Jähne B. (1997) Particle tracking velocimetry beneath water waves. Part I: visualization and tracking algorithms. *Experiments in Fluids* 23(6).
- [55] Hering F., Leue C., Wierzimok D., Jähne B. (1998) Particle tracking velocimetry beneath water waves. Part II: Water waves. *Experiments in Fluids* 24(1).
- [56] Hering F., Merle M., Wierzimok D., Jähne B. (1995) A Robust Technique for Tracking Particles Over Long Image Sequences. *Proc. of ISPRS Intercommission Workshop From Pixels to Sequences*, Zurych.
- [57] Hutchison Ch., Sullivan P., Ethier C. R. (2011) Measurements of steady flow through a bileaflet mechanical heart valve using stereoscopic PIV. *Medical & Biological Engineering & Computing* 49(3).
- [58] Jähne B. (1993) *Digital Image Processing. Concepts, Algorithms, and Scientific Applications*, Springer - Verlag, Berlin Heidelberg.
- [59] Kaminsky R. (2007) *Particle Image Velocimetry Analysis of the Blood Flow in Cardiovascular Devices*, Universiteit Gent, Gent (praca doktorska).
- [60] Kaminsky R., Kallweit S., Weber H., Claessens T., Jozwik K., Verdonck P. (2007) Flow Visualization Through Two Types of Aortic Prosthetic Heart Valves Using Stereoscopic High-speed Particle Image Velocimetry. *Artificial Organs* 31(12).
- [61] Kaminsky R., Kallweit S., Rossi M., Morbiducci U., Scalise L., Verdonck P., Tomasini E. (2008) PIV Measurements of Flows in Artificial Heart Valves. Schroeder A., Willert C.E. (eds.) *Particle Image Velocimetry, Topics in Applied Physics* 112, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- [62] Kazimierski Z. (2004) *Podstawy mechaniki płynów i metod komputerowej symulacji przepływów*, Wydawnictwo Politechniki Łódzkiej, Łódź.
- [63] Keane R. D., Adrian R. J. (1990) Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology* 1(11).

- [64] Keane R. D., Adrian R. J. (1991) Optimization of particle image velocimeters: II. Multiple pulsed systems. *Measurement Science and Technology* 2(10).
- [65] Keane R. D., Adrian R. J. (1992) Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied Scientific Research* 49(3).
- [66] Kowalewski T. A. (2001) Particle Image Velocimetry and Thermometry using Liquid Crystal Tracers. *4th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, Göttingen, Germany.
- [67] Ku D. (1997) Blood flow in arteries. *Annual Review of Fluid Mechanics* 29.
- [68] Lanoye L. (2008) *Fluid-Structure Interaction of Blood Vessels*, Institute Biomedical Technology, Gent (praca doktorska).
- [69] Le Besnerais G., Champagnat F. (2005) Dense optical flow by iterative local window registration. *IEEE International Conference on Image Processing*.
- [70] Leo H., Dasi L., Carberry J., Simon H., Yoganathan A. (2006) Fluid Dynamic Assessment of Three Polymeric Heart Valves Using Particle Image Velocimetry. *Annals of Biomedical Engineering* 34(6).
- [71] Leo H., He Z., Ellis J., Yoganathan A. (2002) Microflow fields in the hinge region of the CarboMedics bileaflet mechanical heart valve design. *Journal of Thoracic and Cardiovascular Surgery* 124(3).
- [72] Leondes C. (red.) (2001) *Biomechanical Systems Techniques and Applications, Volume II: Cardiovascular Techniques*. CRC Press, Boca Raton.
- [73] Leverett L., Hellums J., Alfrey C., Lynch E. (1972) Red blood cell damage by shear stress. *Biophysical Journal* 12(3).
- [74] Li C.P., Lo C.W., Lu P.C. (2010) Estimation of Viscous Dissipative Stresses Induced by a Mechanical Heart Valve Using PIV Data. *Annals of Biomedical Engineering* 38(3).
- [75] Lim W., Chew Y., Chew T., Low H. (1994) Particle Image Velocimetry in the Investigation of Flow Past Artificial Heart Valves. *Annals of Biomedical Engineering* 22(3).
- [76] Lim W., Chew Y., Chew T., Low H. (1997) Steady Flow Velocity Field and Turbulent Stress Mappings Downstream of a Porcine Bioprosthetic Aortic Valve In Vitro. *Annals of Biomedical Engineering* 25(1).
- [77] Lim W., Chew Y., Chew T., Low H. (1998) Steady flow dynamics of prosthetic aortic heart valves: a comparative evaluation with PIV techniques. *Journal of Biomechanics* 31(5).
- [78] Lim W., Chew Y., Chew T., Low H. (2001) Pulsatile flow studies of a porcine bioprosthetic aortic valve in vitro: PIV measurements and shear-induced blood damage. *Journal of Biomechanics* 34(11).
- [79] Liu C. (2002) Vortex simulation of unsteady shear flow induced by a vortex ring. *Computers and Fluids* 31(2).
- [80] Liu C., Szeliski R., Kang S. B., Zitnick C. L., Freeman W. T. (2008) Automatic Estimation and Removal of Noise from a Single Image. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 30(2).

- [81] van Loon R., Anderson P., van de Vosse F., Sherwin S (2007) Comparison of various fluid–structure interaction methods for deformable bodies. *Computers and Structures* 85.
- [82] Lu P., Lai H., Liu J. (2001) A reevaluation and discussion on the threshold limit for hemolysis in a turbulent shear flow. *Journal of Biomechanics* 34(10).
- [83] Lucas B. D., Kanade T. (1981) An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision. *Proceedings of Imaging Understanding Workshop*.
- [84] Manning K., Kini V., Fontaine A., Deutsch S., Tarbell J. (2003) Regurgitant Flow Field Characteristics of the St. Jude Bileaflet Mechanical Heart Valve under Physiologic Pulsatile Flow Using Particle Image Velocimetry. *Artificial Organs* 27(9).
- [85] Marassi M., Paone N., Pinotti M., Scalise L., Tomasini E.P. (2002) *Development of an advanced mechanical heart valves piv test bench, 11th International Symposium Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [86] Marassi M., Castellini P., Pinotti M., Scalise L. (2004) Cardiac valve prosthesis flow performances measured by 2D and 3D-stereo particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 36(1).
- [87] Marxen M., Sullivan P. E., Loewen M. R., Jähne B. (2000) Comparison of Gaussian particle center estimators and the achievable measurement density for particle tracking velocimetry. *Experiments in Fluids* 29(2).
- [88] Materka A. (red.) (1991) *Elementy cyfrowego przetwarzania i analizy obrazów*. PWN, Warszawa - Łódź.
- [89] McKenna S. P., McGillis W. R. (2002) Performance of digital image velocimetry processing techniques. *Experiments in Fluids* 32(1).
- [90] Mehta S., Pae W., Rosenberg G., Snyder A., Weiss W., Lewis J., Frank D., Thompsonc J., Pierce W.(2001) The LionHeart LVD-2000: a completely implanted left ventricular assist device for chronic circulatory support. *Annals of Thoracic Surgery* 71.
- [91] Mikheev A. V., Zubtsov V. M. (2008) Enhanced particle-tracking velocimetry (EPTV) with a combined two-component pair-matching algorithm. *Measurement Science and Technology* 19(8).
- [92] Miniauskas S., Rucinskas K., Bubulis R., Stankevic S., Zemaitaityte G., Maneikiene V., Adomonyte B., Laucevicius A., Sirvydis V. (2005) Application of Berlin Heart assist devices in the treatment of heart failure. *Seminars in Cardiology* 11(3).
- [93] Morshuis M., El-Banayosy A., Arusoglu L., Koerfer R., Hetzer R., Wieselthaler G., Pavie A., Nojiri C. (2009) European experience of DuraHeart™ magnetically levitated centrifugal left ventricular assist system. *European Journal of Cardio-thoracic Surgery* 35.
- [94] Nakashima K., Kirsch M., Vermes E., Rosanval O., Loisanca D. (2009) Off-pump Replacement of the INCOR Implantable Axial-flow Pump. *Journal of Heart and Lung Transplantation* 28(2).
- [95] Nawrat Z. (red.) (2008) *Postępy technologii biomedycznych 2*, M-Studio, Zabrze.

- [96] Noon G., Morley D., Irwin S., Abdelsayed S., Benkowski R., Lynch B. (2001) Clinical Experience With the MicroMed DeBakey Ventricular Assist Device. *Annals of Thoracic Surgery* 71.
- [97] Nyboe C., Funder J., Smerup M., Nygaard H., Hasenkam M.(2006) Turbulent stress measurements downstream of three bileaflet heart valve designs in pigs. *European Journal Cardio-Thoracic Surgery* 29(6).
- [98] Nygaard H., Paulsen P., Hasenkam J., Kromann-Hansen O., Pedersen E., Rovsing P. (1992) Quantitation of the turbulent stress distribution downstream of normal, diseased and artificial aortic valves in humans. *European Journal Cardio-Thoracic Surgery* 6(11).
- [99] Ohmi K., Li H. (2000) Particle-tracking velocimetry with new algorithms. *Measurement Science and Technology* 11(6).
- [100] Okamoto K., Nishio S., Saga T., Kobayashi T. (2000) Standard images for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 11( 6).
- [101] Oshkai P., Mejia J., Wootton B. (2005) *Quantitative Imaging of Flow through a Mechanical Heart Valve, 35th AIAA Fluid Mechanics Conference and Exhibit*, Toronto.
- [102] Patel N., Weiss E., Schaffer J., Ullrich S., Rivard D., Shah A., Russell S., Conte J. (2008) Right Heart Dysfunction After Left Ventricular Assist Device Implantation: A Comparison of the Pulsatile HeartMate I and Axial-Flow HeartMate II Devices. *Annals of Thoracic Surgery* 86( 3).
- [103] De Paulis R., Schmitz Ch., Scaffa R., Nardi P., Chiariello L. (2005) In vitro evaluation of aortic valve prosthesis in a novel valved conduit with pseudosinuses of Valsalva. *Journal of Thoracic and Cardiovascular Surgery* 130(4).
- [104] Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. (1992) *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press. Cambridge, New York, Port Chester, Melbourne, Sydney.
- [105] Pust O. (2000) PIV: Direct Cross-Correlation compared with FFT-based Cross-Correlation. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [106] Quénot G. M. (2000) Performance evaluation of an optical flow technique applied to particle image velocimetry using the VSJ Standard Images. *Journal of Visualization* 3(2).
- [107] Quénot G. M., Pakleza J., Kowalewski T. A. (1998) Particle image velocimetry with optical flow. *Experiments in Fluids* 25(3).
- [108] Raffel M., Willert Ch. E., Wereley S. T., Kompenhans J. (2007) *Particle Image Velocimetry A Practical Guide*, Springer-Verlag, Berlin.
- [109] Reibel Y., Jung M., Bouhifd M., Cunin B., Draman C. (2003) CCD or CMOS camera noise characterisation. *The European Physical Journal Applied Physics* 21(1).
- [110] Reichenbach S., Farrar D., Hill J. (2001) A Versatile Intracorporeal Ventricular Assist Device Based on the Thoratec VAD System. *Annals of Thoracic Surgery* 71.
- [111] Religa G. (2007) Współczesne zastosowania mechanicznego wspomagania serca. *Postępy w Kardiologii Interwencyjnej* 3(4).

- [112] Robbins R., Kown M., Portner P., Oyer P. (2001) The Totally Implantable Novacor Left Ventricular Assist System. *Annals of Thoracic Surgery* 71.
- [113] Ronneberger O., Raffel M., Kompenhans J. (1998) Advanced Evaluation Algorithms for Standard and Dual Plane Particle Image Velocimetry. *8th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [114] Ruhnau P., Kohlberger T., Schnörr C., Nobach H. (2005) Variational optical flow estimation for particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 38(1).
- [115] Ruhnau P., Schnörr Ch. (2007) Optical Stokes flow estimation: an imaging-based control approach. *Experiments in Fluids* 42(1).
- [116] Salsac A., Sparks S., Chomaz J., Lasheras J. (2006) Evolution of the wall shear stresses during the progressive enlargement of symmetric abdominal aortic aneurysms. *Journal of Fluid Mechanics* 560(0).
- [117] Samuels L., Holmes E., Garwood P., Ferdinand F. (2005) Initial Experience With the Abiomed AB5000 Ventricular Assist Device System. *Annals of Thoracic Surgery* 80.
- [118] Scarano F. (2002) Iterative image deformation methods in PIV. *Measurement Science and Technology* 13(1).
- [119] Scarano F., Riethmuller M. L. (1999) Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids* 26(6).
- [120] Scarano F., Riethmuller M. L. (2000) Advances in iterative multigrid PIV image processing. *Experiments in Fluids* 29(1).
- [121] Schrijer F. F. J., Scarano F. (2008) Effect of predictor–corrector filtering on the stability and spatial resolution of iterative PIV interrogation. *Experiments in Fluids* 45(5).
- [122] Simon H., Dasi L., Leo H., Yoganathan A. (2007) Spatio-temporal Flow Analysis in Bileaflet Heart Valve Hinge Regions: Potential Analysis for Blood Element Damage. *Annals of Biomedical Engineering* 35(8).
- [123] Sotiropoulos F. (2000) *Progress in Modeling 3-D Shear Flows Using RANS Equations and Advanced Turbulence Closures. Chapter 6 in Calculation of Complex Turbulent Flows. Advances in Fluid Mechanics Series*, WIT Press, Southampton.
- [124] Sotiropoulos F., Borazjani I. (2009) A review of state-of-the-art numerical methods for simulating flow through mechanical heart valves. *Medical & Biological Engineering & Computing* 47(3).
- [125] Spedding G. R., Rignot E. J. M. (1993) Performance analysis and application of grid interpolation techniques for fluid flows. *Experiments in Fluids* 15(6).
- [126] Stanislas M., Okamoto K., Kähler C. J., Westerweel J., Scarano F. (2008) Main results of the third international PIV Challenge. *Experiments in Fluids* 45(1).
- [127] Sugii Y., Nishio S., Okuno T., Okamoto K. (2000) A highly accurate iterative PIV technique using a gradient method. *Measurement Science and Technology* 11(12).
- [128] Theunissen R., Scarano F., Riethmuller M. L. (2007) An adaptive sampling and windowing interrogation method in PIV. *Measurement Science and Technology* 18(1).
- [129] Theunissen R., Scarano F., Riethmuller M. L. (2010) Spatially adaptive PIV interrogation based on data ensemble. *Experiments in Fluids* 48(5).

- [130] Theunissen R., Stitou A., Riethmuller M. L. (2004) A Novel Approach to improve the Accuracy of PTV Methods, *12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lizbona.
- [131] Tropea C., Yarin A. L., Foss J. F. (red.) (2007) *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Springer, Berlin Heidelberg.
- [132] Weickert J., Schnörr Ch. (2001) Variational Optic Flow Computation with a Spatio-Temporal Smoothness Constraint. *Journal of Mathematical Imaging and Vision* 14(3).
- [133] Westerweel J. (1993) *Digital Particle Image Velocimetry. Theory and Application*, Delft University Press, Delft.
- [134] Westerweel J. (1994) Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids* 16(3-4).
- [135] Westerweel J. (1997) Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8(12).
- [136] Westerweel J., Scarano F. (2005) Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids* 39(6).
- [137] Westerweel J., Dabiri D., Gharib M. (1997) The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings. *Experiments in Fluids* 23(1).
- [138] Willert C., Stasicki B., Klinner J., Moessner S. (2010) Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry. *Measurement Science and Technology* 21(7).
- [139] Willert C. E., Gharib M. (1991) Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 10(4).
- [140] Wood C., Maiorana A., Larbalestier R., Lovett M., Green G., O'Driscoll G. (2008) First Successful Bridge to Myocardial Recovery With a HeartWare HVAD. *Journal of Heart and Lung Transplantation* 27(6).
- [141] Wurzinger L., Schmid-Schönbein H. (1990) The Role of Fluid Dynamics in Triggering and Amplifying Hemostatic Reactions in Thrombogenesis. *Monographs on atherosclerosis* 15.
- [142] Yamamoto Y., Uemura T. (2009) Robust particle image velocimetry using gradient method with upstream difference and downstream difference. *Experiments in Fluids* 46(4).
- [143] Yin W., Alemu Y., Affeld K., Jesty J., Bluestein D. (2004) Flow-Induced Platelet Activation in Bileaflet and Monoleaflet Mechanical Heart Valves. *Annals of Biomedical Engineering* 32(8).
- [144] Yoganathan A., He Z., Jones S. (2004) Fluid mechanics of heart valves. *Annual Review of Biomedical Engineering* 6.
- [145] Yoganathan A., Sotiropoulos F. (2004) Using CFD to Examine the Hemodynamics of Artificial Heart Valves. *US Cardiology* 1(1).
- [146] Yoganathan A., Sotiropoulos F. (2005) Flow in Prosthetic Heart Valves: State-of-the-Art and Future Directions. *Annals of Biomedical Engineering* 33(12).

- [147] Yuan J., Becker F., Schörr Ch. (2005) Report on Filter Bank Design for Local Fluid Motion Estimation. *FLUID Image analysis and Description (FLUID)*. Project No. FP6-513663.
- [148] Yuan J., Schörr Ch., Steidl G. (2007) Simultaneous Higher-Order Optical Flow Estimation and Decomposition. *SIAM Journal on Scientific Computing* 29(6).