

Witold Mickiewicz

**METROLOGIA
I PRZETWARZANIE SYGNAŁÓW
W OBRAZOWANIU
WEKTOROWEGO POLA AKUSTYCZNEGO**

SZCZECIN 2019

Recenzenci
WOJCIECH BATKO
STEFAN WEYNA

Korekta
WOJCIECH MARKOWSKI

WYDANO ZA ZGODĄ REKTORA ZACHODNIOPOMORSKIEGO
UNIwersytetu Technologicznego w Szczecinie

ISBN 978-83-7663-290-2

Wydawnictwo Uczelniane Zachodniopomorskiego Uniwersytetu Technologicznego w Szczecinie
70-311 Szczecin, al. Piastów 50, tel. 91 449 47 60, e-mail: wydawnictwo@zut.edu.pl
Druk PPH Dmochowski, Sobczyk, Spółka jawna
71-062 Szczecin, al. Piastów 42, tel. 91 449 49 23, e-mail: zarzad@zapol.com.pl

Spis treści

Wykaz oznaczeń i akronimów	7
Wstęp	11
Rozdział 1. Podstawowe pojęcia akustyki skalarnej i wektorowej	19
Wprowadzenie	19
1.1. Ciśnienie akustyczne i prędkość akustyczna	21
1.2. Parametry energetyczne pola akustycznego	23
1.2.1. Natężenie dźwięku i moc akustyczna	23
1.2.2. Rozkład częstotliwościowy wartości chwilowej natężenia dźwięku w stacjonarnym polu akustycznym	27
1.2.3. Wirowość natężenia dźwięku	29
Zakończenie	32
Rozdział 2. Modelowanie zjawisk akustycznych	33
Wprowadzenie	33
2.1. Modelowanie numeryczne w mechanice płynów i aeroakustyce	35
2.1.1. Równania mechaniki płynów	35
2.1.2. Przepływy zaburzone i turbulencyjne	38
2.1.3. Metody CFD w aeroakustyce	41
Zakończenie	47
Rozdział 3. Cyfrowe przetwarzanie sygnału w pomiarach i obrazowaniu pól akustycznych	49
Wprowadzenie	49
3.1. Analiza widmowa i filtracja	50
3.2. Dekompozycja POD	54
3.3. Dekompozycja fal monochromatycznych i złożonych w akustycznym polu swobodnym	58
3.3.1. POD przepływu fali płaskiej	59
3.3.2. POD przepływów fali płaskiej złożonych z dwóch tonów	60
Zakończenie	65
Rozdział 4. Zautomatyzowana analiza wektorowego pola akustycznego z wykorzystaniem sondy natężeniowej	67
Wprowadzenie	67

4.1. Współczesne metody pomiaru natężenia dźwięku	68
4.1.1. Sonda natężeniowa p-p	68
4.1.2. Sonda natężeniowa p-u z anemometrycznym przetwornikiem ultradźwiękowym	70
4.1.3. Sonda natężeniowa p-u z anemometrycznymi przetwornikami o gorących drutach	70
4.2. Analiza dokładności wyznaczania kierunku przepływu energii akustycznej z wykorzystaniem sondy natężeniowej	73
4.3. Zautomatyzowany system do pomiarów akustycznego pola wektorowego na bazie LabView	75
4.4. SIWin – narzędzie programowe do obróbki danych	78
4.4.1. Ortogonalna dekompozycja częstotliwościowo-przestrzenna akustycznego pola wektorowego	79
Zakończenie	82

Rozdział 5. Jednomikrofonowy system do uproszczonych pomiarów natężenia dźwięku	83
Wprowadzenie	83
5.1. Idea metody	84
5.2. Algorytm zwiększenia dokładności synchronizacji kolejnych pomiarów	86
5.3. Synchroniczny jednomikrofonowy pomiar kierunkowej odpowiedzi impulsowej	89
Zakończenie	92

Rozdział 6. Laserowa anemometria obrazowa w akustyce	93
Wprowadzenie	93
6.1. Laserowa anemometra dopplerowska LDV	94
6.2. Laserowa anemometria obrazowa PIV – zasada działania	97
6.3. Metody wyznaczania prędkości przepływu w technice PIV	100
6.4. Elementy systemu PIV	101
6.4.1. Kamery cyfrowe	101
6.4.2. Laserowe źródła światła	102
6.4.3. Optyczny układ noża świetlnego	105
6.4.4. Cząstki wskaźnikowe i ich dobór	106
6.5. Obrazowanie chwilowych wartości prędkości cząstki akustycznej – PIV z synchronizacją fazy	109
6.6. Analiza metrologiczna PIV	111
6.7. Błąd systematyczny wyznaczania prędkości akustycznej techniką PIV i jego korekcja	113
6.7.1. Błędy wizualizacji pola prędkości akustycznej prowadzonej techniką PIV	113

6.7.2. Model błędu systematycznego wyznaczania prędkości akustycznej techniką PIV	115
6.7.3. Procedura korekcji amplitudy i fazy danych pomiarowych przy wymuszeniu akustycznym wąskopasmowym	117
6.8. Obrazowanie emisji harmonicznej fali akustycznej z falowodu . . .	120
6.9. Obrazowanie rejonu generacji fali akustycznej w puszczalce organowej jako przykład obrazowania mechanizmu generacji aeroakustycznej	123
6.10. Odcinkowe obrazowanie wartości skutecznej pola prędkości akustycznej	127
Zakończenie	129

Rozdział 7. Wizualizacja wektorowych zdarzeń akustycznych na płaszczyźnie i w przestrzeni 3D	131
Wprowadzenie	131
7.1. Głośniki	131
7.2. Silnik elektryczny	135
7.2.1. Silnik elektryczny jako źródło hałasu	135
7.2.2. Metoda badań i wyniki	137
7.3. Badania akustyczne prototypu transformatora energetycznego o mocy 75 MVA firmy ABB	141
7.3.1. Cel badań	141
7.3.2. Opis metodyki pomiarów i analiz	141
7.4. Badania akustyczne telekomunikacyjnej szafy zewnętrznej	145
7.4.1. Cel badań	145
7.4.2. Wyniki badań prowadzonych techniką natężeniową	147
7.4.3. Wnioski	148
7.5. Metody natężeniowe w wibroakustycznej ochronie statków	149
7.6. Obrazowanie pola natężenia dźwięku wokół aerofonu	153
Zakończenie	154
Podsumowanie i wnioski końcowe	155
Bibliografia	161
Summary	169

Wykaz oznaczeń i akronimów

Oznaczenia (alfabet łaciński)

c, c_∞	—	prędkość rozchodzenia się dźwięku w ośrodku niezaburzonym
c_v	—	ciepło właściwe przy przemianie izochorycznej
d	—	odległość
e	—	energia całkowita
E_{kin}	—	wartość chwilowa gęstości energii kinetycznej
E_{pot}	—	wartość chwilowa gęstości energii potencjalnej
f	—	częstotliwość, siła aerodynamiczna
G	—	gęstość widmowa korelacji wzajemnej sygnałów
h_n	—	odpowiedź impulsowa filtru cyfrowego
H_z	—	transmitancja operatorowa
$I(t)$	—	wartość chwilowa składowej natężenia dźwięku
$\mathbf{I}$	—	wektor natężenia dźwięku
$\mathbf{I}(t)$	—	wektor chwilowego natężenia dźwięku
$ \mathbf{I} $	—	wartość wektora natężenia dźwięku
I_{ref}	—	natężenie dźwięku odniesienia
I_n	—	składowa natężenia dźwięku w kierunku $\mathbf{n}$
k	—	liczba falowa, współczynnik przewodnictwa cieplnego
K_{ij}	—	macierz korelacji lub kowariancji
∇^2	—	operator różniczkowy Laplace'a
l_ε	—	integralna skala długości
L_I	—	poziom natężenia dźwięku
L_N	—	poziom mocy akustycznej
L_p	—	poziom ciśnienia akustycznego
L_u	—	poziom prędkości akustycznej
M	—	liczba Macha
$\mathbf{n}$	—	wektor położenia
N_a	—	moc akustyczna
N_{ref}	—	moc akustyczna odniesienia
∇	—	operator różniczkowy nabra
$p(t)$	—	ciśnienie akustyczne
$p'(t)$	—	ciśnienie chwilowe
p_o	—	długookresowa wartość średnia ciśnienia otoczenia

$\hat{p}$	—	amplituda ciśnienia akustycznego
$\tilde{p}$	—	wartość skuteczna ciśnienia akustycznego
p_{ref}	—	ciśnienie akustyczne odniesienia
Pr	—	liczba Prandtla
R_{pu}	—	funkcja korelacji wzajemnej $p(t)$ i $u(t)$
R	—	uniwersalna stała gazowa
Re	—	liczba Reynoldsa
S_{pu}	—	wzajemna gęstość widmowa $p(t)$ i $u(t)$
T	—	okres drgań, temperatura w skali bezwzględnej
T_{ij}	—	tensor Lighthilla
$u(t)$	—	wartość chwilowa składowej prędkości akustycznej
$\hat{u}$	—	amplituda składowej prędkości akustycznej
$\mathbf{u}$	—	wektor prędkości akustycznej
$ \tilde{\mathbf{u}} $	—	wartość skuteczna wektora prędkości akustycznej
u_{ref}	—	prędkość akustyczna odniesienia
u_T	—	swobodna prędkość opadania cząstki posiewu
V	—	objętość pomiarowa

Oznaczenia (alfabet grecki)

δ	—	dystribucja delta Diraca
ε	—	błąd, niepewność pomiarowa
η	—	skala Kołmogorowa
$\theta(x, t)$	—	pole dowolnej wielkości fizycznej
$\vartheta(x, t)$	—	składowa zmienna pola dowolnej wielkości fizycznej
λ	—	długość fali, wartość własna macierzy
μ	—	dynamiczny współczynnik lepkości płynu
$\tilde{\mu}(x)$	—	składowa stała pola, wielkość średnia
ν	—	lepkość kinematyczna cieczy
ξ	—	wychylenie cząstki akustycznej
ρ	—	gęstość ośrodka
ρ_0	—	gęstość ośrodka w spoczynku
Φ	—	potencjał skalarny prędkości akustycznej
φ	—	faza początkowa sygnału, funkcja bazowa POD, kąt azymutu
τ_{ij}	—	tensor naprężenia, tensor naprężeń lepkościowych
Ψ	—	energia wewnętrzna, moda przestrzenna
ω	—	częstość kołowa
ϖ	—	wirowość

Akrominy

APE	—	acoustic perturbation equations
CFD	—	computational fluid dynamics
CWE	—	convected wave equation
DMD	—	dynamic mode decomposition
DNS	—	direct numerical simulation
DSP	—	digital signal processing
EIF	—	expansion about incompressible flow
LDA	—	laser doppler anemometry
LEE	—	linearized euler equations
LES	—	large eddy simulation
MEMS	—	micro electro-mechanical system
PIV	—	particle image velocimetry
POD	—	proper orthogonal decomposition
RANS	—	Reynolds-average navier-stokes
RMS	—	root mean square
SI	—	sound intensity
SPL	—	sound pressure level

WSTĘP

Rzeczywistość techniczna nierozdzielnie związana jest z poznaniem zmysłowym rzeczywistości otaczającej człowieka. Fakt, że za pośrednictwem wzroku odbiera on ponad połowę wszystkich informacji docierających do niego w codziennym życiu, dowodzi najwyższego poziomu rozwoju mechanizmów rozpoznawania, kojarzenia i analizy właśnie informacji wizualnych. Dlatego tak ważne dla rozwoju nauki było i ciągle jest przedstawianie różnego rodzaju zjawisk niemających pierwotnie formy wizualnej w postaci obrazu: statycznego bądź ruchomego. Mimo siły abstrakcyjnego myślenia, to co widać jest łatwiejsze do pojęcia – szybciej można zauważyć różnego rodzaju związki i zależności, jeśli dane z pomiarów zjawisk niewidocznych gołym okiem zostaną przedstawione w formie graficznej (zwizualizowanej).

Słuch jest drugim po wzroku zmysłem, dzięki któremu do człowieka docierają zasadnicze informacje związane z codziennym funkcjonowaniem i komunikacją. Choć zmysł słuchu, w jaki wyposażony jest ludzki organizm, posiada wiele cech wskazujących na współdziałanie z pozostałymi zmysłami, a szczególnie ze wzrokiem, problem niewidzialności występujących powszechnie wokół nas zjawisk akustycznych zasadniczo utrudnia ich dogłębne zrozumienie. Zobaczyć słyszalne, choć niewidzialne, żeby móc łatwiej rozwiązać konkretny problem techniczny – to podstawowy cel interdyscyplinarnej działalności naukowej autora.

Obrazowanie rzeczywistych pól akustycznych i aeroakustycznych w zakresie dźwięków słyszalnych przez człowieka odgrywa ważną rolę w co najmniej kilku dziedzinach. Należą do nich:

1. Analiza rzeczywistych źródeł dźwięku (w tym przetworników elektroakustycznych: głośników dynamicznych, zestawów głośnikowych, systemów typu *line array* itp. i instrumentów muzycznych) w celu optymalizacji ich działania pod względem jakości dźwięku reprodukowanego z sygnału audio w przypadku przetworników elektroakustycznych, ich sprawności energetycznej (efektywności) oraz diagnostyki ich stanu technicznego, a także jakości generowanego dźwięku w przypadku instrumentów muzycznych.
2. Analiza rzeczywistych źródeł hałasu w obiektach technicznych (w tym elektrotechnicznych: silnikach, generatorach, transformatorach itp.) w celu po-

znania mechanizmów generacji energii akustycznej postrzeganej przez człowieka jako uciążliwy hałas, ograniczania jego emisji oraz diagnostyki stanu technicznego tych obiektów metodami akustycznymi.

3. Analiza rozkładu pola akustycznego wokół rzeczywistych obiektów w celu analizy dróg rozprzestrzeniania się energii dźwiękowej.
4. Analiza zjawisk generacji i propagacji dźwięku w obiektach rzeczywistych dla potrzeb modelowania tych zjawisk, weryfikowania hipotez oraz walidacji symulacji komputerowych na podstawie porównywania z wynikami rzeczywistymi.

Współcześnie wiedza o pomiarach dźwięku i pola akustycznego jest dziedziną interdyscyplinarną, która, podobnie jak sama akustyka, dotyczy różnorodnych dyscyplin naukowych, do których zalicza się fizykę, mechanikę (a w niej szczególnie mechanikę płynów), elektrotechnikę, elektronikę, metrologię, muzykologię, fizjologię i wiele innych. Można zaryzykować twierdzenie, że tylko interdyscyplinarne podejście do zagadnień pomiarów zjawisk akustycznych gwarantuje dzisiaj postęp w tej dziedzinie.

Przedmiotem niniejszej monografii są metody obrazowania wektorowego pola akustycznego i aeroakustycznego w obiektach rzeczywistych z zastosowaniem zdobyczy nowoczesnej metrologii i technik pomiarowych: zautomatyzowanej techniki natężeniowej z wykorzystaniem miniaturowej sondy natężeniowej 3D oraz zaadaptowanej do pomiarów akustycznych laserowej anemometrii obrazowej. Za pewien wkład w rozpowszechnianie metod natężeniowych można też uznać propozycję mechatronicznej sondy p-p konstrukcji autora. Prezentowane techniki mają swoje mocne i słabe strony oraz wzajemnie się uzupełniają. W odróżnieniu od powszechnie stosowanych pomiarów ciśnienia akustycznego omawiane techniki umożliwiają obrazowanie wielkości wektorowych: prędkości akustycznej i natężenia dźwięku. Żadna z prezentowanych metod pomiarowych nie mogłaby istnieć bez stosowania techniki komputerowej, nowoczesnej elektronicznej technologii generacji i akwizycji sygnałów pomiarowych, zaawansowanych metod przetwarzania sygnału oraz automatyzacji procesu pomiaru.

Przez wiele dziesięcioleci pomiary akustyczne, będące podstawą obrazowania pola akustycznego, realizowane były za pomocą *mikrofonu*. Współczesny pojemnościowy mikrofon pomiarowy jest efektem rozwoju techniki zapoczątkowanej w latach 70. XIX wieku, kiedy na potrzeby przekazywania na odległość głosu ludzkiego skonstruowano pierwszy mikrofon węglowy. Pomiarowy mikrofon pojemnościowy zawdzięcza dzisiejszą doskonałość postępowi technologicznemu w zakresie inżynierii materiałowej, metod wytwarzania i tech-

nologii elektronicznej. Jest to jednak ciągle czujnik wielkości skalarnej, jaką jest uśrednione po powierzchni *ciśnienie* wywierane na membranę mikrofonu przez ruch cząstek powietrza, które przemieszczają się pod wpływem fali akustycznej. Analiza ciśnienia akustycznego w danym punkcie pozwala na obserwację skutków rozchodzenia się fal akustycznych w danym obszarze. Nie odpowiada jednak na pytanie, gdzie znajduje się źródło fali oraz dokąd ta energia akustyczna zmierza.

Znacznie więcej informacji o polu akustycznym można uzyskać dzięki zastosowaniu *sondy natężeniowej* i pomiarowi *wielkości wektorowej*, jaką jest *natężenie dźwięku*. Wymaga to jednoczesnego pomiaru wartości chwilowych dwóch wielkości fizycznych: *ciśnienia* i *prędkości cząstki akustycznej*. Wzajemne zależności amplitudowo-fazowe między ciśnieniem a prędkością akustyczną wpływają na wartość, kierunek i zwrot wyznaczanego wektora natężenia dźwięku i dają bogatszy obraz zjawisk akustycznych.

Obrazowanie pola akustycznego oparte na pomiarze natężenia dźwięku jest ciągle postrzegane jako skomplikowane i dostępne tylko dla osób „wtajemniczonych”, dysponujących specjalistyczną wiedzą i sprzętem. Jest to po części prawda, lecz wraz z rozwojem zautomatyzowanych systemów pomiarowych złożoność procedur pomiaru natężenia dźwięku przestaje być problemem, a wartość informacyjna wyników stanowi rekompensatę poniesionych trudów.

Duża część niniejszej pracy poświęcona jest właśnie zautomatyzowanemu ujęciu pomiarów natężenia dźwięku z wykorzystaniem dostępnych na rynku specjalizowanych sond natężeniowych i przedstawieniu efektów wizualizacji pola akustycznego istniejącego w warunkach rzeczywistych.

Niezależnie od wyboru przetwornika podstawowym sposobem pomiaru pola akustycznego jest pomiar *jednym czujnikiem w jednym punkcie* w danym odcinku czasu. Wartość informacyjna wnioskowania na podstawie takiego pomiaru jest bardzo przybliżona i może być wystarczająca tylko dla niektórych pomiarów w akustycznym polu dalekim. Na potrzeby obrazowania dokładnego rozkładu pola akustycznego wymagany jest pomiar *wielopunktowy*. Jeśli dysponujemy pojedynczym czujnikiem, który umieszczamy kolejno w różnych punktach przestrzeni pomiarowej, wnioskowanie na podstawie tego typu wizualizacji opierać się musi na założeniu stacjonarności obserwowanych zjawisk akustycznych, dla których pomiar uśrednionych w czasie amplitudowych wartości skutecznych (*rms*) w kolejnych punktach przestrzeni daje prawidłowy obraz zbiorczy występujących zjawisk. Sposobem na wielopunktową procedurę pomiarową z zachowaniem jednoczesności pomiaru we wszystkich punktach jest zastosowanie *matryc czujników* oraz tzw. *anten akustycznych* wraz ze specjalnymi technikami przetwarzania sygnałów. Zależnie od zastosowanych

algorytmów przetwarzania sygnału metody takie nazywamy *hologramią akustyczną* lub *beamformingiem*. Ze względu na wymaganą liczbę czujników takie podejście jest kosztowne, a ponadto narzuca bardzo wysokie wymagania co do stabilności zastosowanych przetworników oraz ich krótko- i długookresowego idealnego dopasowania, a ze względu na wielkość konstrukcji anteny i możliwości zaburzania rozkładu pola analizy można prowadzić poprawnie tylko w *polu dalekim*. Niemniej trzeba przyznać, że dzięki rozwojowi nowoczesnych wielokanałowych komputerowych systemów akwizycji i przetwarzania danych holografia akustyczna oraz akustyczny beamforming znalazły praktyczne zastosowanie w przemyśle motoryzacyjnym i lotniczym.

Niezależnie od liczby zastosowanych przetworników metody pomiarowe oparte na wykorzystaniu mikrofonu czy sondy natężeniowej są metodami inwazyjnymi. Procedura pomiarowa wymaga umieszczenia w badanym polu akustycznym czujnika lub matrycy czujników, a wprowadzenie przetwornika w pole źródłowe może je istotnie zniekształcić (zaburzyć). Należy spodziewać się, że postęp w miniaturyzacji czujników pomiarowych będzie przyczyniał się do zmniejszenia tego typu błędów, lecz niezależnie od stopnia miniaturyzacji czujnika z powodu jego fizycznej obecności w badanym polu ani nie będzie można całkowicie wyeliminować tego wpływu, ani w sposób dokładny określić, jak ta sytuacja wpływa na wynik pomiarów i wizualizacji.

W ostatnich latach XX wieku odnotowano w tym zakresie postęp. Ruch cząstek ośrodka zaczęto obserwować i mierzyć metodami fotograficznymi. Obecnie do metod nieinwazyjnych tego typu umożliwiających rejestrację ruchu w polu akustycznym należą anemometryczne metody *wskaźnikowe* bazujące na technice laserowej. Określenie *wskaźnikowe* odnosi się do faktu, że w metodach tych światło laserowe wykorzystywane jest do obserwacji ruchu cząstek *posiewu* rozpylonych w obserwowanym medium. Cząstki posiewu są tak dobrane, że założenie o precyzyjnym odzwierciedlaniu ruchu cząstek badanego ośrodka pozostaje zasadne i nie wprowadza dyskwalifikującego błędu metody. Do laserowych metod wizualizacji pola akustycznego zalicza się *laserową anemometrię obrazową* (*particle image velocimetry*, PIV) oraz *laserową anemometrię dopplerowską* (*laser doppler anemometry*, LDA). Autor miał możliwość uczestniczenia w budowaniu i uruchamianiu unikatowego, pierwszego w Polsce stanowiska pomiarowego do badania zjawisk akustycznych z wykorzystaniem techniki PIV i LDA, jakie powstało w zespole kierowanym przez profesora Stefana Weynę na Wydziale Techniki Morskiej i Transportu Zachodniopomorskiego Uniwersytetu Technologicznego w Szczecinie. Dzięki dostępowi do tej nowoczesnej aparatury wykonano szereg badań obiektów rzeczywistych.

Opis metody i wyniki pomiarów zostaną zaprezentowane w dalszej części monografii.

Prezentowane techniki pomiarowe wymagają stosowania nowoczesnych metod obliczeniowych. W technice natężeniowej wyznaczanie wektora natężenia dźwięku opiera się na pomiarze zmiennego w czasie przebiegu ciśnienia akustycznego oraz prędkości akustycznej. W anemometrii laserowej prędkość akustyczną wyznacza się na podstawie analizy obrazów 2D rozkładu cząstek posiewu i estymacji wektorów przesunięcia. Istnienie odpowiednich algorytmów przetwarzania danych pozyskiwanych bezpośrednio z przetworników pomiarowych jest zatem warunkiem koniecznym funkcjonowania tych metod. Również przejrzysta prezentacja wyników pomiarów w formie wizualizacji wymaga zastosowania właściwych metod dekompozycji sygnałów. Mowa tu zarówno o klasycznych metodach filtracji i fourierowskiej analizy widmowej, jak i algorytmach dekompozycji wykorzystujących statystyczne i energetyczne właściwości rejestrowanych sygnałów.

Tematem pracy są metody obrazowania wektorowego pola akustycznego z zastosowaniem nowoczesnych technik pomiarowych i przetwarzania sygnału. Jej celem jest opracowanie nowych narzędzi badawczych na bazie istniejących technik natężeniowych, adaptacja do specyfiki pola akustycznego laserowych technik anemometrycznych oraz stworzenie bogatej bazy pomiarów obiektów rzeczywistych na potrzeby walidacji modeli teoretycznych i numerycznych metod symulacyjnych. Prowadzone badania mają przyczynić się m.in. do zmniejszenia poziomu hałasu generowanego przez urządzenia techniczne ze szczególnym uwzględnieniem maszyn i obiektów elektrotechnicznych, zwiększenia efektywności środków ochrony przeciwhałasowej oraz podwyższenia jakości urządzeń do reprodukcji dźwięku.

Podstawą pracy są artykuły naukowe autora (samodzielne i współautorskie) [73–76, 78–84, 102, 138–140]. Jest ona ich uzupełnieniem i podsumowaniem.

Prezentowana monografia oprócz wstępu oraz podsumowania i wniosków końcowych (ostatni rozdział) obejmuje siedem rozdziałów zasadniczych. Rozdział 1 stanowi prezentację podstawowych pojęć z zakresu akustyki skalarnej i wektorowej. Zaprezentowano w nim podstawowe definicje wielkości mierzonych, które są następnie wizualizowane. Omówiono wielkości podstawowe: ciśnienie i prędkość akustyczną oraz wielkości energetyczne: moc akustyczną i natężenie dźwięku. Wprowadzono podstawy analizy częstotliwościowej tych sygnałów oraz podstawy wektorowego ujęcia pola akustycznego. Rozdział ten bazuje głównie na publikacjach książkowych z zakresu akustyki i miernictwa akustycznego [12, 25, 30, 31, 51, 52, 68, 106].

Rozdział 2 przedstawia opis metod modelowania pola akustycznego. Omówiono podstawowe równania mechaniki płynów i akustyki oraz dokonano klasyfikacji metod numerycznych prowadzących do rozwiązań użytecznych ze względu na nowoczesne podejście do modelowania mechanizmów generacji pola akustycznego. Wskazano na konieczność współistnienia komputerowych metod symulacyjnych oraz metod pomiarowych obiektów rzeczywistych. Rozdział ten bazuje głównie na publikacjach źródłowych [42, 47, 58, 59, 98, 99, 118] oraz innych pionierskich pracach [60, 61, 143].

Rozdział 3 prezentuje metody przetwarzania sygnałów stosowane w metrologii akustycznej. Obok metod klasycznych, jak analiza częstotliwościowa i filtracja pasmowa, przedstawiono metody dekompozycji stosowane szczególnie przy analizie danych z systemu PIV. Zaprezentowano tu związek między dekompozycją opartą na analizie energetyczno-korelacyjnej a klasyczną analizą fourierowską. Rozdział ten bazuje na publikacjach książkowych [93–95, 103, 133, 146] oraz innych źródłach, m.in. [15, 55, 64].

Zasadniczą część monografii stanowią rozdziały 4, 5, 6 oraz 7. W rozdziale 4 przedstawiono konstrukcję zautomatyzowanego systemu wielopunktowego zbierania danych zrealizowaną w środowisku LabView. Zaprezentowane podejście umożliwia analizę pomiarową modeli rzeczywistych. Dzięki automatyzacji sumaryczny czas pomiaru utrzymywany jest w sensownych ramach – kilkanastu godzin przy liczbie punktów pomiarowych rzędu kilku tysięcy. Dzięki zastosowaniu systemu utworzona została baza danych stanowiąca obiektywny materiał do walidacji modeli numerycznych. Wyniki wizualizacji powstałych dzięki zastosowaniu m.in. tego systemu przedstawiono w rozdziale 7.

W rozdziale 5 zaprezentowano ogólne informacje dotyczące techniki PIV stosowanej już powszechnie w mechanice płynów [6, 105]. Następnie przedstawiono konstrukcję stanowiska pomiarowego do rejestracji rozkładu prędkości akustycznej w modelach rzeczywistych wykorzystującą synchroniczną metodę akwizycji obrazów oraz zaprezentowano wizualizacje pola wektorowego dla obiektów rzeczywistych. Jest to wizualizacja ruchu cząstek na wylocie falowodu akustycznego oraz zaburzonego pola przepływowego generującego fale akustyczne w piszczalce organowej. Na prezentowanych przykładach opisano szczegóły techniczne i specyfikę techniki pomiarów *phase-locked PIV* dla pól akustycznych oraz przedstawiono model błędów systematycznych dla tej metody.

W rozdziale 6 zaprezentowano opracowaną przez autora metodę pomiaru rozkładu natężenia dźwięku z wykorzystaniem jednomikrofonowej mechatronicznej sondy p-p. Przedstawiono ideę sekwencyjnego pomiaru natężenia dźwięku na bazie pomiaru gradientu ciśnienia akustycznego. Ukazano ograni-

czenia stosowalności metody oraz jej zalety i wady w stosunku do metod istniejących.

Na zakończenie monografii przedstawiono podsumowanie i wnioski końcowe wynikające z zaprezentowanych badań. Całość poprzedzono wykazem użytych oznaczeń i akronimów oraz uzupełniono zestawieniem cytowanych pozycji literatury dotyczących omawianej problematyki, a także krótkim streszczeniem w języku angielskim.

Przykładowe wyniki badań zaprezentowane w niniejszej monografii przedstawiono całościowo w licznych artykułach opublikowanych w czasopismach naukowych o międzynarodowym zasięgu oraz w materiałach międzynarodowych kongresów i konferencji naukowych związanych z akustyką, mechaniką płynów, metrologią oraz przetwarzaniem sygnałów.

Prace badawcze nad metodami pomiaru i obrazowania pola akustycznego autor prowadził w Zakładzie Cybernetyki i Elektroniki, a po reorganizacji Wydziału Elektrycznego w Katedrze Inżynierii Systemów, Sygnałów i Elektroniki Zachodniopomorskiego Uniwersytetu Technologicznego w Szczecinie (dawnej Politechnice Szczecińskiej), którego jest pracownikiem. Autor jest od wielu lat czynnym członkiem Zespołu Wibroakustyki Stosowanej na Wydziale Techniki Morskiej i Transportu ZUT, gdzie w nowoczesnych wyposażonych laboratoriach akustycznych kierowanych przez Prof. Stefana Weynę z Zakładu Mechaniki Konstrukcji i Wibroakustyki prowadzone są systematycznie teoretyczne i eksperymentalne prace badawcze nad zastosowaniem technik natężeniowych do analiz i wizualizacji graficznej wektorowych efektów falowych występujących w zaburzonych przepływach akustycznych.

W tym miejscu autor chciałby podziękować Prof. Stefanowi Weynie, Kierownictwu WTMiT ZUT oraz Członkom Zespołu za możliwość korzystania z Ich wiedzy i doświadczenia oraz pomocy przy prowadzeniu wspólnych badań i gromadzeniu materiałów do publikacji naukowych. Szczególne podziękowania należą się Prof. Weynie za bezinteresowną opiekę naukową i stworzenie dobrych warunków pracy w Jego Zespole, za ciekawe dyskusje naukowe, za udostępnienie swojego dorobku naukowego i bogatej biblioteki oraz wreszcie za cenną pomoc przy tworzeniu tej monografii. Profesor jest też bezinteresownym Autorem projektu okładki monografii. Dziękuję Władzom mojego Wydziału za wyrażenie zgody i na taką formę współpracy z Wydziałem Techniki Morskiej i Transportu i okazywaną mi służbową przychylność. Jestem wdzięczny mojej Żonie i całej Rodzinie za wspieranie mojej pracy i okazywaną tolerancję. Dziękuję Kolegom i współpracownikom oraz Tym, których imiennie tu nie wymieniałem.

Wszystkim współpracującym osobom pomagającym mi w mojej pracy badawczej wyrażam moje szczerze podziękowania.

Autor składa również gorące podziękowania Recenzentom za wnikliwe opinie oraz cenne i konstruktywne uwagi, które pozytywnie wpłynęły na ostateczną wersję niniejszej monografii.

1

PODSTAWOWE POJĘCIA AKUSTYKI SKALARNEJ I WEKTOROWEJ

Wprowadzenie

Akustyka jako nauka podstawowa pierwotnie wywodzi się z fizyki i mechaniki. Utylitarny charakter teorii akustycznych widoczny jest w tzw. *akustyce stosowanej*. Podobnie jak w przypadku wielu współczesnych dziedzin nauki akustyka jest obecnie obszarem wiedzy o interdyscyplinarnym charakterze, w którym można wyróżnić wiele dziedzin, takich jak:

1. **Akustyka fizyczna** – ściśle związana z dynamiką ośrodków ciągłych, dzieląca się na:
 - *akustykę budowlaną* dotyczącą m.in. izolacyjności przegród budowlanych od dźwięków powietrznych i strukturalnych;
 - *akustykę architektoniczną (wnętrz)* dotyczącą kształtowania akustyki w pomieszczeniach akustycznie kwalifikowanych, takich jak: sale koncertowe, studia nagrań, audytoria i klasy szkolne;
 - *aeroakustykę* jako *akustykę przepływów* dotyczącą hałasów generowanych przez przepływy zaburzone.
2. **Elektroakustyka** – dotycząca generacji i odbioru dźwięków z wykorzystaniem przetworników energii elektrycznej na akustyczną, wzmacniania i przetwarzania sygnału audio, czyli analizy i syntezy sygnału elektrycznego niosącego informację o dźwięku.
3. **Akustyka muzyczna** – związana z akustyczną teorią muzyki i zasad działania instrumentów muzycznych.
4. **Akustyka fizjologiczna** – badająca wpływ dźwięku na fizjologię wewnętrznych organów organizmu ludzkiego.
5. **Psychoakustyka** – dotycząca subiektywnego postrzegania zjawisk akustycznych przez człowieka.

6. Akustyka techniczna – dotycząca m.in. mechanizmów generowania hałasów przez różne urządzenia techniczne oraz metod diagnozowania ich stanu technicznego.

Podział na różne wyodrębnione dziedziny akustyki w przypadku analizy typowych dla tych dziedzin zdarzeń akustycznych sprowadza się do rozpatrywania zjawisk falowych występujących w określonym polu akustycznym, w którym znajdują się źródła i odbiorniki fal. W zakresie dźwięków słyszalnych odbiornikiem jest zazwyczaj człowiek, a więc analizy prowadzi się z uwzględnieniem właściwości i mechanizmów percepcji właściwych człowiekowi.

W dalszych rozważaniach przez pojęcie pola akustycznego będziemy rozumieć przestrzeń otwartą lub ograniczoną wypełnioną ośrodkiem sprężystym (powietrzem), w której rozchodzą się fale akustyczne, czyli mechaniczne fale podłużne. Rozchodzenie się takiego zaburzenia wywołuje lokalne chwilowe zmiany położenia cząstek oraz zmiany parametrów termodynamicznych ośrodka sprężystego, w którym fala się rozchodzi. Ważnym terminem akustyki jest pojęcie *cząstki akustycznej*, która z jednej strony jest postrzegana makroskopowo jako nieskończenie mała objętość ośrodka, a z drugiej strony jej objętość jest na tyle duża, że zawarta w niej liczba molekuł ośrodka umożliwia opis jej stanu za pomocą parametrów termodynamicznych, takich jak *ciśnienie*, *gęstość* czy *temperatura*. Chwilowe zmiany położenia cząstek akustycznych powodują chwilowe zmiany parametrów pola akustycznego, w tym dwóch podstawowych, jakimi są *ciśnienie akustyczne* – wielkość skalarna oraz *prędkość akustyczna* – wielkość wektorowa. Obie te wielkości fizyczne zależą od siebie i zależności te w sposób ścisły opisywane są przez równania znane z mechaniki płynów, które w ogólnym przypadku są nieliniowe. Zazwyczaj nie potrafimy ich rozwiązywać w sposób analityczny dla dowolnych układów akustycznych. Tylko wprowadzenie założeń upraszczających dotyczących kształtu fali i małych amplitud zaburzeń umożliwia wyprowadzanie równań, w których występuje tylko jedna zmienna. Sprowadza się to do rozważań w tzw. *polu dalekim*, gdzie zakłada się rozchodzenie fali płaskiej o małej amplitudzie drgań w stosunku do wartości statycznych parametrów termodynamicznych określających stan ośrodka. Jednym z podstawowych uproszczeń przyjętych w takim podejściu jest bezwirowość pola akustycznego, co m.in. prowadzi do wprowadzenia wygodnego analitycznie pojęcia potencjału akustycznego. Biorąc pod uwagę fakt, że pomiar ciśnienia akustycznego jest stosunkowo dobrze opanowany (z wykorzystaniem pomiarowych mikrofonów pojemnościowych), zmienną najczęściej stosowaną w analizach jest ciśnienie akustyczne. I tak w ciągu dziesięcioleci rozwój teorii związanych z *akustyką ciśnień* pozwolił na opis i poprawne wytłumaczenie wielu otaczających nas zjawisk podstawowych [88].

1.1. Ciśnienie akustyczne i prędkość akustyczna

Człowiek ma zdolność percepcji dźwięków z ograniczonego zakresu częstotliwości i natężeń dzięki zmysłowi słuchu. Impulsy nerwowe interpretowane w naszej świadomości jako zdarzenia akustyczne (dźwięki) generowane są przez komórki rzęskowe znajdujące się w aparacie Cortiego w ślimaku ucha wewnętrznego. Rzęski komórek słuchowych poruszane są przez drgania (ruchy) błony podstawnej ślimaka. Ta z kolei pobudzana jest do drgań poprzez ruchy błony bębenkowej, znajdującej się na końcu kanału słuchowego ucha zewnętrznego człowieka. Transmisję drgań z błony bębenkowej do błony podstawnej zapewnia układ kosteczek słuchowych ucha środkowego. Błona bębenkowa pobudzana jest do drgań dzięki działającej na nią wypadkowej sile, której źródłem jest różnica ciśnień za i przed błoną. Tak więc ucho reaguje na zmienne w czasie ciśnienie akustyczne $p(t)$, które zdefiniowane jest jako:

$$p(t) = p'(t) - p_o \quad (1.1.1)$$

i jest mierzone w *paskalach* [Pa]. Wartość stała p_o jest długookresową wartością średnią ciśnienia otoczenia $p'(t)$.

Zgodnie z równaniem (1.1.1) wartości chwilowe ciśnienia akustycznego mogą być dodatnie lub ujemne. Odpowiada to chwilowym zagęszczeniom i rozrzedzeniom ośrodka w stosunku do wartości średniej.

W tym miejscu należy zaznaczyć bardzo istotny fakt, który poruszany będzie również w dalszej części monografii. Zdefiniowane powyżej ciśnienie akustyczne jest składową zmienną ciśnienia panującego w danym punkcie obserwacji. Jako takie może świadczyć o propagacji przez ten punkt fali akustycznej, ale nie musi. Szczególnie w zaburzonych przepływach gazów i cieczy powszechnym zjawiskiem jest pojawianie się składowej zmiennej ciśnienia związanej z ruchem turbulentnym. Natomiast energia związana z tymi zaburzeniami tylko w niewielkim stopniu rozchodzi się w przestrzeni jako fala akustyczna. Mechanizmy generacji dźwięku, a więc „właściwego” ciśnienia akustycznego przez przepływy zaburzone, ciągle jeszcze nie zostały w pełni poznane i są przedmiotem badań szczególnie z zakresu aeroakustyki.

Głośność postrzeganych dźwięków związana jest z wartością skuteczną ciśnienia akustycznego $\tilde{p}$ (*root mean square, rms*), które definiujemy jako:

$$\tilde{p} = \sqrt{\overline{(p(t))^2}} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t)^2 dt} \quad (1.1.2)$$

Ze względu na to, że człowiek jest zdolny postrzegać bardzo szeroki zakres amplitud ciśnienia akustycznego, a jego zmysły działają zgodnie z prawem Webera-Fechnera, bezwzględne wielkości akustyczne wyraża się powszechnie w skali logarytmicznej jako wielkości względne w odniesieniu do pewnej charakterystycznej *wielkości odniesienia*. Mówimy wtedy o *poziomie* danej wielkości fizycznej i wyrażamy ten poziom w *decybelach* [dB].

Poziom ciśnienia akustycznego (*sound pressure level*, SPL) definiujemy jako:

$$L_p = 20 \log_{10} \left(\frac{\tilde{p}}{p_{ref}} \right), \quad (1.1.3)$$

gdzie *ciśnienie akustyczne odniesienia* p_{ref} ma wartość $2 \cdot 10^{-5}$ Pa, co odpowiada przeciętnemu progowi słyszenia przez człowieka tonu o częstotliwości 1 kHz.

Poziom ciśnienia akustycznego jest wielkością najczęściej obrazowaną na różnego rodzaju mapach akustycznych. Skala decybelowa jest najczęściej odwzorowywana w postaci palety barw.

Zmiany ciśnienia akustycznego związane są z ruchem oscylacyjnym fragmentów ośrodka, w którym rozchodzi się fala akustyczna. Przy rozważaniu ruchu medium wygodnie posługiwać się pojęciem *cząstki akustycznej*, której definicja wywodzi się z mechaniki płynów i związana jest z pojęciami *ośrodka ciągłego* (tzw. *continuum materialne*) i *elementu płynu*. Tak więc pod pojęciem cząstki akustycznej będziemy rozumieć nieskończenie małą objętość ośrodka, która jednak jest na tyle duża, że jej prędkość, gęstość i inne parametry opisujące stan płynu w danym punkcie są wartościami średnimi dla dużego zbioru cząstek materii wchodzących w skład tej objętości. Składowa zmienna prędkości tej niewielkiej objętości ośrodka nazywana jest *prędkością cząstki akustycznej* lub *prędkością akustyczną* $\mathbf{u}$ i jest wielkością wektorową (czcionka pogrubiona). Nie można jej mylić z prędkością rozchodzenia się dźwięku c , ($\mathbf{u} \ll c$). Ciśnienie i prędkość akustyczna są parametrami lokalnymi ośrodka, w którym rozchodzi się fala akustyczna. Prędkość rozchodzenia się dźwięku c jest natomiast prędkością propagacji fali dźwiękowej w danym medium. Podobnie jak w przypadku poziomu ciśnienia akustycznego definiuje się *poziom prędkości akustycznej*:

$$L_u = 20 \log_{10} \left(\frac{|\tilde{\mathbf{u}}|}{u_{ref}} \right), \quad (1.1.4)$$

gdzie *prędkość akustyczna odniesienia* u_{ref} ma wartość $5 \cdot 10^{-8}$ m/s.

W akustyce liniowej wartość skuteczna prędkości akustycznej może zostać obliczona z zależności zwanej *akustycznym prawem Ohma*. Dla przypadku pola swobodnego fali płaskiej zakres dźwięków słyszalnych odpowiada poziomom ciśnienia akustycznego od 0 do 140 dB, czyli ciśnieniom z zakresu od $2 \cdot 10^{-5}$ do 200 Pa. Dla takiego uproszczonego przypadku prędkość akustyczna wynosi:

$$\tilde{p} = \rho c |\tilde{u}| \quad (1.1.5)$$

gdzie ρ – gęstość ośrodka (dla powietrza ok. $1,2 \text{ kg/m}^3$), c – prędkość rozchodzenia się dźwięku (dla powietrza ok. 345 m/s).

W porównaniu z prędkością rozchodzenia się dźwięku są to wartości bardzo małe i zawierają się w zakresie od 50 nm/s do 50 cm/s . Przy uwzględnieniu częstotliwości drgań te wartości przenoszą się również na znikome wielkości obserwowanych przemieszczeń cząstek akustycznych. W zakresie częstotliwości słyszalnych zakres wychyleń obejmuje wartości skuteczne od maksymalnie 4 mm (140 dB SPL przy częstotliwości 20 Hz) do teoretycznie minimalnej wartości $4 \cdot 10^{-13} \text{ m}$ (0 dB SPL przy częstotliwości 20 kHz).

Iloczyn ρc w równaniu 1.1.5 jest tzw. *impedancją akustyczną ośrodka*. W ogólnym przypadku jest to liczba zespolona, której wartość zależy od częstotliwości. Tylko w przypadku biegnącej fali płaskiej w polu swobodnym jest to wielkość rzeczywista związana z parametrami ośrodka, w którym propaguje fala, i tylko wtedy między przebiegiem ciśnienia i prędkości akustycznej nie ma przesunięcia fazowego. W każdym innym przypadku zależności amplitudowo-fazowe między ciśnieniem i prędkością akustyczną są bardziej złożone.

Poglądowe zestawienie poziomów ciśnienia i prędkości akustycznych wraz z wartościami odpowiadających im wartości skutecznych ciśnienia, prędkości oraz amplitud wychyleń dla wybranych częstotliwości zebrano w tabeli 1.1.

1.2. Parametry energetyczne pola akustycznego

1.2.1. Natężenie dźwięku i moc akustyczna

Każde źródło, w tym źródło akustyczne, emituje energię. Pole akustyczne jest więc polem energetycznym, w którym energia w postaci energii kinetycznej i potencjalnej jest generowana, propaguje oraz ulega pochłanianiu. Mimo że emitowana energia akustyczna jest znikomą częścią energii, jaka ulega konwersji niezależnie od rodzaju mechanizmu generacji, jej znaczenie jest zasadnicze dla akustyki. Nie bez przyczyny źródła hałasu charakteryzowane są ich mocą

Tabela 1.1. Poziomy i teoretyczne wartości skuteczne wybranych wielkości fizycznych używanych w akustyce

Poziom L [dB]	Ciśnienie $\bar{p}$ [Pa]	Prędkość $\bar{u}$ [m/s]	Wychylenie ξ_{max} [m]				
			63 Hz	250 Hz	1 kHz	4 kHz	16 kHz
0	$20 \cdot 10^{-6}$	$50 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-9}$	$45 \cdot 10^{-12}$	$11 \cdot 10^{-12}$	$2,8 \cdot 10^{-12}$	$0,7 \cdot 10^{-12}$
20	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$500 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$0,45 \cdot 10^{-9}$	$110 \cdot 10^{-12}$	$28 \cdot 10^{-12}$	$7 \cdot 10^{-12}$
40	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$18 \cdot 10^{-9}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$0,28 \cdot 10^{-9}$	$0,07 \cdot 10^{-9}$
60	$20 \cdot 10^{-3}$	$50 \cdot 10^{-6}$	$180 \cdot 10^{-9}$	$45 \cdot 10^{-9}$	$11 \cdot 10^{-9}$	$2,8 \cdot 10^{-9}$	$0,7 \cdot 10^{-9}$
80	0,2	$500 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$450 \cdot 10^{-9}$	$110 \cdot 10^{-9}$	$28 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-9}$
100	2	$5 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-6}$	$4,50 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$280 \cdot 10^{-9}$	$70 \cdot 10^{-9}$
120	20	$50 \cdot 10^{-3}$	$180 \cdot 10^{-6}$	$45 \cdot 10^{-6}$	$11 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$700 \cdot 10^{-9}$
140	200	0,5	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$0,45 \cdot 10^{-3}$	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$28 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$
160	2000	5	$18 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$280 \cdot 10^{-6}$	$70 \cdot 10^{-6}$

akustyczną, materiały pochłaniające opisywane są współczynnikiem pochłaniania energii akustycznej, a izolacyjność przegród opisuje się ilością energii akustycznej, która jest przez nie transmitowana. Zasadniczą zaletą opisu energetycznego jest fakt, że powyższe parametry zależą od badanego obiektu, nie zależą natomiast od warunków, w jakich dane obiekty pracują i są mierzone.

Istnienie ruchu falowego w ośrodku sprężystym łączy się z cykliczną przemianą zgromadzonej w polu energii potencjalnej i kinetycznej. Wartość chwilowa gęstości energii kinetycznej pola akustycznego jest związana z poruszającymi się obdarzonymi masą cząstkami akustycznymi i może być wyrażona wzorem [30]:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \rho_0 u^2(t), \quad (1.2.1)$$

gdzie $u(t)$ jest zmienną w czasie wartością wektora prędkości cząstki akustycznej $\mathbf{u}(t)$.

Ruch cząstek powoduje powstawanie lokalnych zagęszczeń i rozrzedzeń ośrodka, które są obrazem efektu gromadzenia energii w postaci energii potencjalnej. Wartość gęstości tej energii można wyrazić wzorem:

$$E_{pot} = \frac{1}{2} \frac{p^2(t)}{\rho_0 c^2}, \quad (1.2.2)$$

gdzie $p(t)$ jest zmienną w czasie wartością ciśnienia akustycznego, a ρ_0 gęstością ośrodka w stanie spoczynku.

Podstawową miarą przepływu energii akustycznej w polu akustycznym jest *natężenie dźwięku* I . Jest to wielkość wektorowa zdefiniowana jako uśredniony w czasie przepływ energii akustycznej przez powierzchnię jednostkową w kierunku prostopadłym do tej powierzchni. Jednostką jest 1 W/m^2 . Pomiar natężenia dźwięku dostarcza informacji o ilości energii akustycznej przepływającej w określonym kierunku przez powierzchnię jednostkową. O ile gęstość energii akustycznej związana z ciśnieniem i prędkością akustyczną informuje nas o ilości energii zgromadzonej w polu akustycznym, o tyle natężenie dźwięku informuje nas o transporcie tej energii. Jedną z zalet stosowania pomiaru natężenia dźwięku przy określaniu ilości promieniowanej energii akustycznej z drgających struktur jest brak konieczności przeprowadzania pomiarów w warunkach pola swobodnego (np. komora bezechoowa) lub pola dyfuzyjnego (np. komora rewerberacyjna).

W układzie kartezjańskim każdą z trzech wzajemnie prostopadłych składowych wektora natężenia I_i ($i = 1, 2, 3$) można wyliczyć jako:

$$I_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} p(t) u_i(t) dt \quad (1.2.3)$$

W zapisie wektorowym natężenie dźwięku w nieruchomym medium może być wyrażone poprzez uśredniony w czasie iloczyn ciśnienia i prędkości akustycznej:

$$\mathbf{I} = \overline{p\mathbf{u}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t) \mathbf{u}(t) dt \quad (1.2.4)$$

Podobnie jak poprzednio definiuje się poziom natężenia dźwięku:

$$L_I = 10 \log_{10} \left(\frac{|\mathbf{I}|}{I_{ref}} \right), \quad (1.2.5)$$

gdzie natężenie dźwięku odniesienia I_{ref} ma wartość 10^{-12} W/m^2 .

Sam iloczyn wartości chwilowych ciśnienia akustycznego oraz wektora prędkości akustycznej nazywamy wektorem *chwilowego natężenia dźwięku*:

$$\mathbf{I}(t) = p(t)\mathbf{u}(t) \quad (1.2.6)$$

Kierunek tego wektora jest zdeterminowany przez kierunek wektora prędkości akustycznej, a jego zwrot może być zgodny lub przeciwny do zwrotu wektora prędkości w zależności od znaku chwilowej wartości ciśnienia akustycznego, która w obszarach lokalnego zgęszczenia ośrodka będzie miała znak dodatni, a w obszarach lokalnego rozrzedzenia ujemny.

Moc akustyczna N_a emitowana przez źródło dźwięku w nieruchomym medium jest wyznaczana poprzez scałkowanie składowej normalnej wektora natężenia dźwięku po powierzchni zamkniętej A , wewnątrz której znajduje się dane źródło:

$$N_a = \oint_A \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (1.2.7)$$

Można wykazać, że na wyznaczaną w ten sposób moc nie mają wpływu źródła zakłócające znajdujące się poza obszarem A . Dopóki straty w medium są znikome, powierzchnię A można wybrać dowolnie. Poziom mocy akustycznej definiuje się następująco:

$$L_N = 10 \log_{10} \left(\frac{N_a}{N_{ref}} \right), \quad (1.2.8)$$

gdzie moc akustyczna odniesienia N_{ref} ma wartość 10^{-12} W.

W przypadku tonów zmiany ciśnienia i prędkości akustycznej w czasie można opisać zależnościami trygonometrycznymi:

$$p(t) = \hat{p} \cos(\omega t + \varphi_p), \quad (1.2.9)$$

$$u_i(t) = \hat{u}_i \cos(\omega t + \varphi_{u_i}), \quad (1.2.10)$$

gdzie $\hat{p}, \hat{u}_i$ – amplitudy ciśnienia i składowych wektora prędkości akustycznej, φ_p, φ_{u_i} – fazy początkowe, ω – częstość kołowa związana z częstotliwością f : $\omega = 2\pi f$.

Równanie 1.2.3 przyjmuje wtedy postać:

$$\begin{aligned}
I_i &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \hat{p} \cos(\omega t + \varphi_p) \hat{u}_i \cos(\omega t + \varphi_{u_i}) dt \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \frac{1}{2} \hat{p} \hat{u}_i (\cos(\varphi_{u_i} - \varphi_p) + \cos(2\omega t + \varphi_{u_i} - \varphi_p)) dt \\
&= \frac{1}{2} \hat{p} \hat{u}_i \cos(\varphi_{u_i} - \varphi_p) + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \frac{1}{2} \hat{p} \hat{u}_i \cos(2\omega t + \varphi_{u_i} - \varphi_p) dt \\
&= \frac{1}{2} \hat{p} \hat{u}_i \cos(\varphi_{u_i} - \varphi_p) \tag{1.2.11}
\end{aligned}$$

W powyższym wyprowadzeniu wyrażenie podcałkowe, które jest chwilową wartością natężenia dźwięku, posiada składową *aktywną*, która nie zależy od czasu, a wyłącznie od stałej różnicy faz między sygnałem ciśnienia i prędkości akustycznej oraz składową *reaktywną* o podwojonej częstotliwości, która w wyniku uśredniania znika. W ogólnym przypadku pól złożonych różnice faz w składowych aktywnych dla poszczególnych częstotliwości mogą być zmienne w czasie. Wtedy składowa aktywna zależy od średniej wartości cosinusa przesunięcia fazowego między składową ciśnienia i prędkości akustycznej:

$$I_{i_{act}} = \frac{1}{2} \hat{p} \hat{u}_i \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \cos(\varphi_i(t)) dt, \tag{1.2.12}$$

gdzie $\varphi_i(t) = \varphi_{u_i} - \varphi_p$.

1.2.2. Rozkład częstotliwościowy wartości chwilowej natężenia dźwięku w stacjonarnym polu akustycznym

Zjawiska interferencyjne i rezonansowe występujące w rzeczywistych układach akustycznych mają wpływ na silne zróżnicowanie wizualizowanych natężeniowych pól wektorowych. Dekompozycja częstotliwościowa jest więc podstawowym narzędziem umożliwiającym bardziej przejrzyste obrazowanie pola natężenia zarówno w przestrzeni 3D, jak i 2D.

Chwilowe wartości trzech składowych przestrzennych natężenia dźwięku są funkcjami czasu. W przypadku pól harmonicznym składowe można przedstawić w postaci wzoru:

$$I(x, t) = \bar{I}_a(x) [1 + \cos 2(\omega t + \varphi_p)] + I_r(x) \sin 2(\omega t + \varphi_p) \tag{1.2.13}$$

gdzie:

$$\bar{I}_a(x) = -(1/2\omega\rho_0)\hat{p}^2[d\varphi_p/dx] \tag{1.2.14}$$

$$I_r(x) = -(1/4\omega\rho_0)d\hat{p}^2/dx \tag{1.2.15}$$

oraz

$$p(x, t) = \hat{p}(x) \exp(i(\omega t + \varphi_p(x))) \quad (1.2.16)$$

Jeśli zależność (1.2.13) poddamy transformacie Fouriera, aktywna składowa natężenia zawierać będzie prążek dla częstotliwości zerowej (składowa stała) o amplitudzie I_a oraz prążek o tej samej amplitudzie i częstotliwości kołowej 2ω . Składowa reaktancyjna zawierać będzie również prążek o częstotliwości 2ω w kwadraturze do prążka aktywnego (przesunięcie w fazie o $\pi/2$).

Z definicji składowa wektora średniego natężenia w dowolnym kierunku $\mathbf{n}$ jest równa uśrednionemu w czasie iloczynowi ciśnienia i składowej prędkości akustycznej w tym kierunku. Tak więc rozkład częstotliwościowy tego wektora można uzyskać poprzez *przefiltrowanie* składowych ciśnienia i prędkości przed dokonaniem operacji mnożenia i uśredniania. Taki sposób wyznaczania charakterystyki częstotliwościowej natężenia dźwięku nazywamy bezpośrednią analizą częstotliwościową. Stosowana jest również pośrednia analiza częstotliwościowa wykorzystująca analizę widmową funkcji korelacji wzajemnej sygnałów ciśnienia i prędkości akustycznej zdefiniowanej jako:

$$R_{pu}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} (1/T) \int_0^T p(t) \cdot u(t + \tau) dt \quad (1.2.17)$$

W przypadku sygnałów harmoniczných obliczanie granicy zamienia się na uśrednianie w czasie całkowitej liczby okresów. Średnia wartość natężenia dźwięku w kierunku $\mathbf{n}$ wynosi:

$$I_n = \lim_{T \rightarrow \infty} (1/T) \int_0^T p(t) \cdot u_n(t) dt = R_{pu}(0) \quad (1.2.18)$$

Rozkład częstotliwościowy iloczynu pu obliczany jest jako transformata Fouriera funkcji korelacji wzajemnej i nosi miano wzajemnej gęstości widmowej:

$$S_{pu}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{pu}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad (1.2.19)$$

Ta funkcja jest złożona matematycznie i wyznacza uśredniony fazowy związek między p i u . $R(\tau)$ oraz $S(\omega)$ tworzą parę transformat Fouriera, czyli

$$R_{pu}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{pu}(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega \quad (1.2.20)$$

i stąd

$$I_n = R_{pu}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{pu}(\omega) d\omega \quad (1.2.21)$$

W tym sensie $S_{pu}(\omega)$ reprezentuje rozkład częstotliwościowy natężenia średniego. $S(\omega)$ zdefiniowana jest dla wszystkich częstotliwości dodatnich i ujemnych, co można przedstawić jako wirujące w przeciwnie strony fazory. W praktyce wygodnie jest redefiniować gęstość widmową jako jednostronne funkcje częstotliwości. Wtedy:

$$G_{pu}(\omega) = 2S_{pu}(\omega) \quad \omega > 0 \quad (1.2.22)$$

$$G_{pu}(\omega) = S_{pu}(\omega) \quad \omega = 0 \quad (1.2.23)$$

$$G_{pu}(\omega) = 0 \quad \omega < 0 \quad (1.2.24)$$

Ponieważ widmo średniego natężenia wynosi

$$I_n(\omega) = S_{pu}(\omega) + S_{pu}(-\omega) = 2\text{Re}\{S_{pu}(\omega)\} = \text{Re}\{G_{pu}(\omega)\} \quad (1.2.25)$$

Urojona część $G_{pu}(\omega)$ jest proporcjonalna do amplitudy części reaktancyjnej natężenia, lecz nie reprezentuje widma wartości średniej, gdyż średnia wartość reaktancyjnej części natężenia wynosi dla każdej częstotliwości zero.

1.2.3. Wirowość natężenia dźwięku

Zjawiska interferencyjne i rezonansowe występujące w złożonych układach akustycznych powodują, że energia akustyczna przestaje rozchodzić się po liniach prostych. Zjawiska ugięcia przechodzą w skrajnych przypadkach w efekty wirowe. Należy pamiętać, że powszechnie zakładana bezwirowość pola akustycznego odnosi się do pola ciśnienia akustycznego oraz pola prędkości akustycznej. Natomiast w przypadku wektorowego pola natężenia dźwięku sytuacja się zmienia.

Pole prędkości akustycznej $\mathbf{u}$ jako przypadek pola wektorowego można zgodnie z twierdzeniem Helmholtza przedstawić jako sumę dwóch pól: pola gradientu pewnej wielkości skalarnej o zerowej rotacji oraz pola wirowego o zerowej dywergencji:

$$\mathbf{u} = \nabla \Phi + \nabla \times \mathbf{A}, \text{ gdzie } \nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (1.2.26)$$

Funkcję Φ nazywamy potencjałem skalarnym prędkości akustycznej $\mathbf{u}$, funkcję $\mathbf{A}$ potencjałem wektorowym prędkości akustycznej $\mathbf{u}$.

Chociaż pole ciśnienia akustycznego jest polem skalarnym oraz pole prędkości akustycznej uznaje się powszechnie za bezwiarowe i istnieje możliwość przedstawienia go w postaci pola potencjału prędkości Φ :

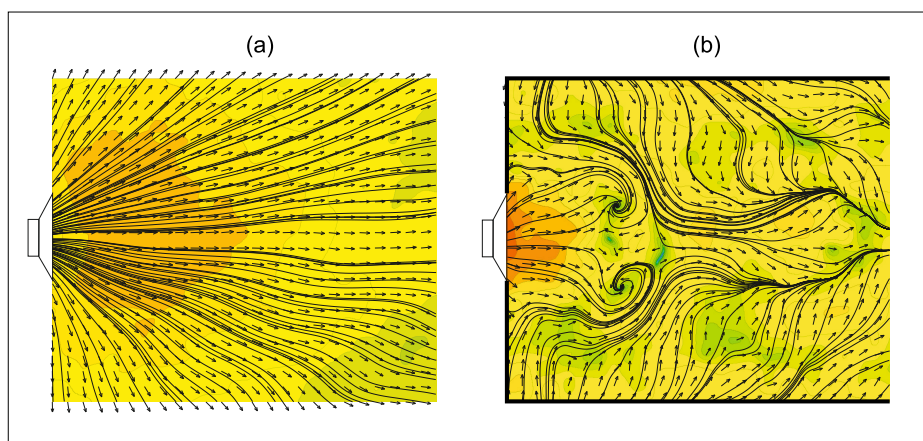
$$\nabla \times \mathbf{u} = 0 \quad \text{oraz} \quad \mathbf{u} = \nabla \Phi, \quad (1.2.27)$$

to z właściwości operatora rotacji wynika, że pole natężenia dźwięku może być polem z niezerową rotacją:

$$\nabla \times (p\mathbf{u}) = \nabla p \times \mathbf{u} + p\nabla \times \mathbf{u}. \quad (1.2.28)$$

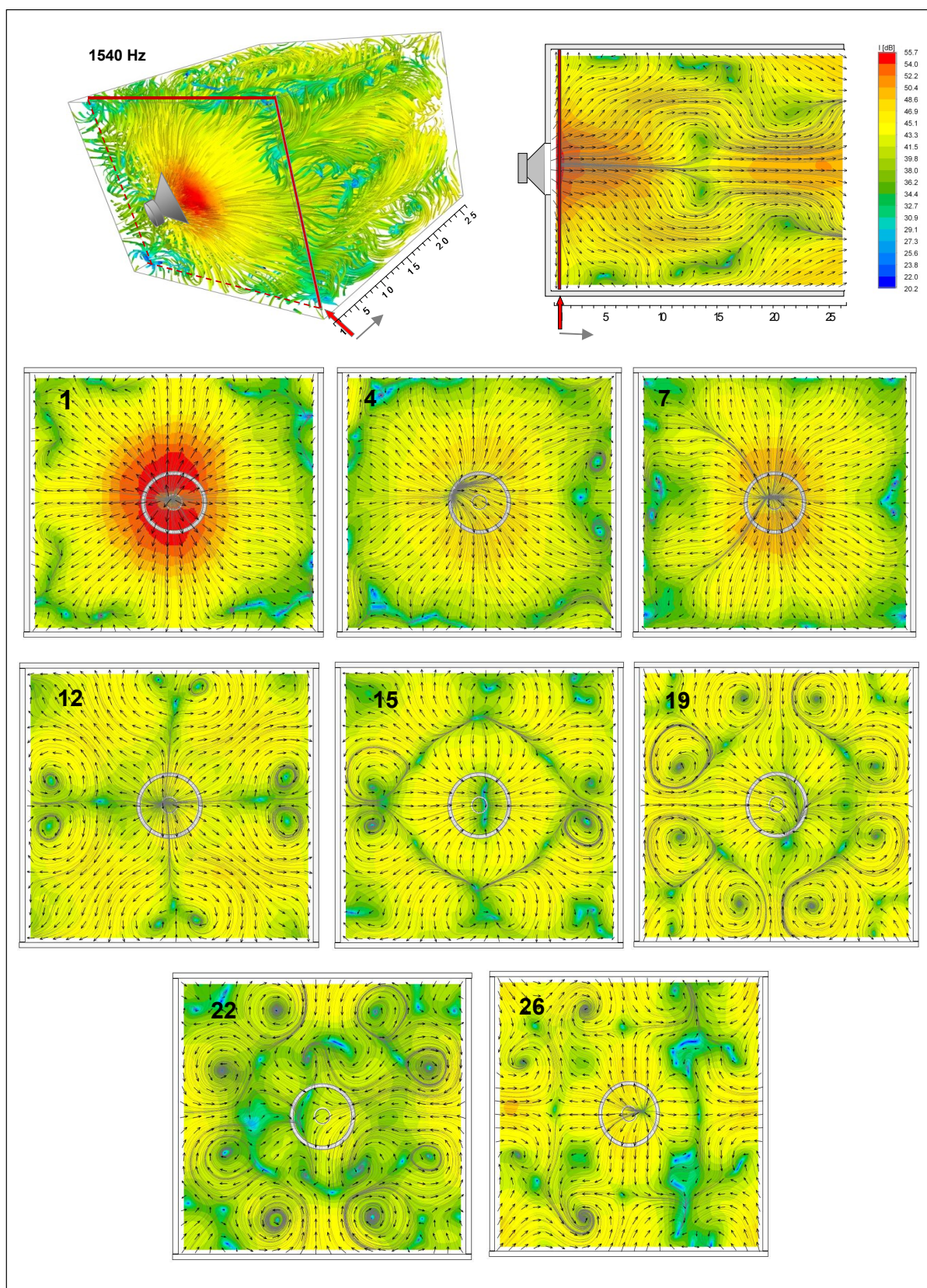
Mimo że drugi wyraz prawej strony równania 1.2.28 znika, iloczyn wektorowy gradientu ciśnienia oraz prędkości akustycznej może przyjmować wartości niezerowe.

Wirowanie energii akustycznej będące efektem złożonych zjawisk interferencyjnych oraz przypowierzchniowych i turbulencyjnych zjawisk nieliniowych jest zjawiskiem, które możemy obserwować w układach rzeczywistych wyłącznie przy użyciu techniki natężeniowej. Na ryc. 1.1 pokazano przykład pola generowanego przez głośnik dynamiczny w paśmie 1/12 oktawy o częstotliwości środkowej 1372,46 Hz dla przypadku emisji dźwięku do obszaru otwartego oraz do obszaru ograniczonego.



Ryc. 1.1. Przykład rozchodzenia się energii akustycznej z głośnika dynamicznego w obszarze nieograniczonym (a) i ograniczonym (b)

W wyniku odbić od ścian ograniczających w polu natężeniowym można obserwować na kolejnych płaszczyznach równoległych do źródła efekty interferencyjne w postaci wirów – ten sam obiekt (ryc. 1.2), analiza dla pasma 1540 Hz.



Ryc. 1.2. Przykład wizualizacji efektów wirowych przy rozchodzeniu się energii akustycznej z głośnika dynamicznego w obszarze ograniczonym

Zakończenie

W wielu przypadkach założenia przyjęte w celu sprowadzenia zagadnień pola akustycznego wyłącznie do skalarnej pola ciśnieniowego nie dają możliwości pełnego opisu występujących tam zjawisk. Dotyczy to szczególnie zagadnień związanych z *akustycznym polem bliskim*, czyli zjawisk występujących w pobliżu źródeł, gdzie gęstość energii potencjalnej może nie być równa gęstości energii kinetycznej, oraz w pobliżu obiektów ograniczających przestrzeń rozchodzenia się fal, gdzie występują skokowe zmiany impedancji akustycznej. W wyniku zachodzących tam zjawisk interferencji i dyfrakcji (często nieliniowych) powierzchnie falowe nie mają cech prostych fal płaskich czy kulistych i zależności amplitudowo-fazowe między ciśnieniem akustycznym a prędkością akustyczną powodują powstawanie tzw. *pola reaktancyjnego*, którego opis wyłącznie za pomocą ciśnienia może prowadzić do błędnych wniosków.

Innym obszarem stosowania akustyki wektorowej są akustyczne przepływy ograniczone. Należy zauważyć, że fala akustyczna jest nośnikiem energii, a jej propagacja związana jest z jej przepływem. Z kolei pole przepływowe jest polem wektorowym. Dodatkowo w akustycznych przepływach przypowierzchniowych w przestrzeni ograniczonej mówi się często o tzw. *akustycznej warstwie przyściennej*, gdzie ze względu na silne zjawiska nieliniowe przestają obowiązywać liniowe relacje między ciśnieniem akustycznym i prędkością akustyczną (gradient) i koniecznością staje się ich niezależny pomiar. Do pomiaru prędkości należy zastosować specjalistyczny przetwornik anemometryczny.

Stosowanie metod natężeniowych mimo zalet stwarza szereg problemów i jest ciągle postrzegane jako trudne. Nie można też zaprzeczyć, że wymaga większej znajomości tematu w porównaniu z pomiarem ciśnienia akustycznego za pomocą miernika poziomu dźwięku. Powyższe problemy związane są głównie z tym, że niepewność pomiarowa metody w danej sytuacji zależy od właściwości badanego pola. Inną niedogodnością jest fakt, że metoda ta dostarcza większej ilości danych o badanym źródle, co sprawia, że w przypadku wizualizacji pola bliskiego źródła złożonego otrzymywane wyniki są bardziej złożone i trudniejsze w interpretacji, szczególnie bez zastosowania obróbki danych i dekompozycji częstotliwościowej.

MODELOWANIE ZJAWISK AKUSTYCZNYCH

Wprowadzenie

Modelowanie rozkładu pola akustycznego jest problemem bardzo złożonym i szeroko opisywanym w literaturze [18, 26, 110, 111, 126]. Wynika to z mnogości i złożoności zjawisk w nim zachodzących oraz bardzo szerokiego spektrum fal akustycznych. Modelowaniu muszą podlegać mechanizmy generacji dźwięku w źródłach akustycznych, propagacja fal w ośrodku wokół źródła oraz zjawiska związane z oddziaływaniem fal z przeszkodami. Do podstawowych zjawisk falowych, jakie powinien uwzględniać poprawny model akustyczny, należą więc co najmniej zjawiska załamania, ugięcia, rozproszenia, odbicia (zwierciadlanego i rozproszonego), nakładania i pochłaniania. Nie należy zapominać, że w rzeczywistym układzie zjawiska związane z generacją dźwięku i propagacją fali oddziałują na siebie, co można wyobrazić sobie jako układ o wielu pętlach sprzężenia zwrotnego. Dodatkowo wzajemne oddziaływania mogą mieć charakter nieliniowy. Trudność komputerowej symulacji zjawisk akustycznych polega ponadto na wieloskalowości poszczególnych zjawisk oraz z reguły dużych wymiarach geometrycznych rzeczywistych obiektów. Nawet ograniczając się wyłącznie do dźwięków słyszalnych (częstotliwości z zakresu 20 Hz do 20 kHz), mamy do czynienia z zakresem 10 oktav i długości fal od 17 m do 1,7 cm. Oznacza to bardzo zróżnicowaną intensywność różnego rodzaju zjawisk w zależności od częstotliwości. Chcąc zatem jednocześnie uwzględnić je wszystkie, trzeba rozwiązywać numerycznie najbardziej ogólne, nieliniowe cząstkowe równania różniczkowe opisujące dany problem. Abstrahując od możliwości określenia dokładnych warunków początkowych i brzegowych dla danego problemu, przestrzenna i czasowa siatka punktów symulacji rozrasta się do rozmiarów, które powodują, że, jeśli to w ogóle możliwe, na wyniki pojedynczej symulacji nawet przy użyciu superkomputerów trzeba czekać wiele godzin, a nawet dni. Jest to podstawowa trudność w zastosowaniach technicznych, gdzie optymalizacja rozwiązania polega z reguły na iteracyjnym sprawdzaniu na drodze symulacji zmian wprowadzanych do analizowanego

obiektu. Wymienione czynniki sprawiają, że powszechną praktyką jest stosowanie w symulacjach komputerowych modeli uproszczonych. Realizuje się to za pomocą nakładania odpowiednich warunków ograniczających ogólność modelu do sytuacji szczególnej, co prowadzi do uproszczenia jego opisu. Przyjęte uproszczenia w określonych przypadkach szczególnych nie powinny wpływać na wyniki symulacji lub zmieniać je w akceptowalnych granicach. Taka metodologia doprowadziła do powstania szeregu modeli/równań opisujących zjawiska akustyczne w określonych klasach układów fizycznych. Ich dalszy rozwój jest nierozzerwalnie związany z walidacją takich nowych modeli analitycznych i numerycznych polegającą na konfrontacji wyników symulacji z pomiarami rzeczywistymi. Widać to szczególnie w dziedzinie aeroakustyki, gdzie ciągle problemem otwartym pozostaje wzajemna interakcja zjawisk generacyjnych związanych z zaburzonym nie laminarnym przepływem powietrza traktowanym jak płyn nieściśliwy oraz zjawisk propagacyjnych związanych z rozchodzeniem się fali akustycznej w tym samym powietrzu, ale traktowanym już jako płyn ściśliwy. Podstawowymi trudnościami w opisie tych zjawisk są znaczne różnice między prędkością przepływu i prędkością propagacji fali dźwiękowej, różnice między wartościami ciśnień hydrodynamicznych w płynie i ciśnień akustycznych, różnice między wielkościami wirów powstających w zaburzonym przepływie turbulentnym a długościami fal dźwiękowych oraz wspomniana wcześniej konieczność stosowania odpowiednio gęstej siatki czasowo-przestrzennej przy obliczeniach numerycznych.

W wielu problemach technicznych modelowanie pola akustycznego opiera się na jednorodnym równaniu falowym w dziedzinie czasu dla ciśnienia akustycznego $p(t)$:

$$\nabla^2 p(t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(t)}{\partial t^2} = 0$$

lub jego odpowiedniku w dziedzinie częstotliwości zwanym *równaniem Helmholtza*:

$$(\nabla^2 + k^2)p = 0,$$

gdzie p – amplituda zespolona ciśnienia, ∇^2 – operator Laplace’a, k – liczba falowa $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Równania te w przypadkach modelowania konkretnych obiektów rozwiązuje się dla różnych warunków początkowych i brzegowych. Trzeba jednak pamiętać, że choć równania te wyprowadzone zostały z ogólnych praw zachowania masy, pędu i energii, niejako po drodze wprowadzano szereg założeń upraszczających i idealizacyjnych, głównie związanych z przybliżeniami liniowymi i brakiem strat w ośrodku. Również znajomość rzeczywistych warunków po-

czątkowych i brzegowych jest zazwyczaj problematyczna, gdyż wiąże się to ze znajomością właściwości rzeczywistych materiałów użytych w konstrukcji danego obiektu.

Należy zatem mieć świadomość istniejących uproszczeń i ograniczonych zastosowań klasycznych równań falowych.

2.1. Modelowanie numeryczne w mechanice płynów i aeroakustyce

2.1.1. Równania mechaniki płynów

Jednym z powszechnie występujących źródeł dźwięku jest zaburzony przepływ płynu – cieczy lub gazu. Generowany w ten sposób dźwięk może być użyteczny np. w muzyce – na tej zasadzie działają wszelkiego rodzaju gwizdki, piszczałki organowe, flety itp. Niestety w większości przypadków efekt akustyczny przepływu zaburzonego jest niepożądany, mimo to wytwarzany hałas towarzyszy pracy silników lotniczych, systemów wentylacyjnych, silników elektrycznych itp. Prace badawcze mające na celu optymalizację generowania (np. w przypadku instrumentów muzycznych) lub niegenerowania dźwięku aero- i hydrodynamicznego (np. w przypadku hałasu lotniczego) dotyczą w dużej mierze identyfikacji źródeł dźwięku, czyli zaburzenia, które rozchodzi się w ośrodku w postaci fali akustycznej i które może być odbierane przez zmysł słuchu z dużej odległości. W przypadku przepływów zaburzonych propagująca fala ciśnienia akustycznego jest nierozzerwalnie sprzężona z rotacyjnymi (wirowymi) zaburzeniami turbulencyjnymi w przepływie masy cieczy i na obecną chwilę trudno rozdzielić, co jeszcze jest niepropagującym zaburzeniem lokalnym, a co już propagującą falą dźwiękową. Pewien postęp w tych rozważaniach zawdzięczamy Lighthillowi, który skonstruował niejednorodne równanie falowe, w którym źródłem propagującej fali ciśnienia są kwadrupole o parametrach uzależnionych od wirowości przepływu masowego (tzw. tensor Lighthilla) [58,59]. Niestety trzeba pamiętać, że składniki pojawiające się po prawej stronie równania falowego Lighthilla są jednocześnie odpowiedzialne za inne zjawiska w przepływie, które często mają znacznie większą energię, choć nie generują dźwięku.

Źródłami zjawisk akustycznych w aeroakustyce są przepływy rzeczywiste, w których występują zjawiska tarcia (lepkości) oraz przewodnictwa ciepła. Jeśli liczba Macha, czyli stosunek prędkości przepływu do prędkości dźwięku, jest większa od 0,3, przyjęto że w rozważaniach teoretycznych nie można zaniedbać lokalnych zmian gęstości płynu i równania muszą opisywać tzw. płyn ściśliwy. Poniżej przedstawiono zestaw równań opisujących dynamikę płynu

ściśliwego. Równania te zwane równaniami ciągłości przedstawiają kolejno zasadę zachowania masy, pędu i energii. W prostokątnym układzie kartezjańskim mają postać:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.1.2)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial \rho e u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial u_j p}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.1.3)$$

W zapisie powyższych równań zastosowano regułę Einsteina sumowania po wskaźnikach. Zmienna t reprezentuje czas, x_i to współrzędne przestrzenne, a u_i składowe wektora prędkości $\mathbf{u}$. W kartezjańskim układzie współrzędnych indeksy $i, j = 1, 2, 3$. Przez ρ oznaczono gęstość, p – ciśnienie oraz e – energię całkowitą zdefiniowaną jako suma energii wewnętrznej Ψ i kinetycznej:

$$e = \Psi + \frac{u_i u_i}{2}. \quad (2.1.4)$$

W powyższych równaniach występuję tzw. tensor naprężenia τ_{ij} , który dla płynu newtonowskiego został zdefiniowany przez Stockesa jako:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} \right), \quad (2.1.5)$$

gdzie μ jest dynamicznym współczynnikiem lepkości płynu.

W równaniu zachowania energii występują składowe strumienia ciepła q_i . Zgodnie z prawem Fouriera dla przewodnictwa cieplnego wektor ten jest proporcjonalny do lokalnego gradientu temperatury:

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (2.1.6)$$

gdzie k jest współczynnikiem przewodnictwa cieplnego.

Dla większości gazów przy małych zmianach temperatury współczynniki lepkości dynamicznej μ w równaniu 2.1.5 oraz przewodnictwa cieplnego k w równaniu 2.1.6 można uznać za stałe.

Ze względu na ilość zmiennych zestaw powyższych równań musi zostać uzupełniony termodynamicznym równaniem stanu, który dla gazu idealnego ma znaną postać:

$$p = \rho R T, \quad (2.1.7)$$

oraz dowolnym równaniem wiążącym ze sobą zmienne stanu i energię wewnętrzną, np.

$$\Psi = c_v T, \quad (2.1.8)$$

gdzie c_v jest ciepłem właściwym przy przemianie izochorycznej.

Niestety, podany zestaw równań nie ma rozwiązania analitycznego, szczególnie dla złożonych struktur rzeczywistych. Przy korzystaniu z tych równań do modelowania obiektów rzeczywistych trzeba korzystać z metod numerycznych. Jak to było już sygnalizowane, złożoność obliczeniowa zagadnień opisanych powyższym zestawem równań pozostaje ciągle tak duża, że do praktycznych zastosowań wykorzystuje się różnego rodzaju założenia upraszczające, a i tak numeryczne metody mechaniki płynów wymagają zastosowania do bardziej złożonych zagadnień superkomputerów czy klastrów obliczeniowych.

Warto zaznaczyć, że w rozważaniach teoretycznych związanych właśnie z upraszczaniem równań mechaniki płynów stosuje się powszechnie tzw. *liczby kryterialne*, dzięki którym w rozważaniach modelowych można abstrahować od rzeczywistych wymiarów obiektu i wartości prędkości przepływu. Najważniejsze z nich to *liczba Reynoldsa* Re , *liczba Prandtla* Pr i wspomniana wcześniej *liczba Macha* M , które zdefiniowano poniżej z wykorzystaniem wielkości odniesienia (indeks r):

$$Re = \frac{\rho_r u_r L_r}{\mu}, \quad Pr = \frac{c_p \mu}{k}, \quad M = \frac{u_r}{c_r}. \quad (2.1.9)$$

Aby użyć liczb kryterialnych, w równaniach mechaniki płynów wartości zmiennych odnosimy do wartości referencyjnych. Forma trzech równań zachowania pozostaje bez zmian (zmienne oznaczają teraz wielkości bezwymiarowe). Zmianie ulega postać tensora naprężeń, prawa Fouriera oraz prawa równowagi termodynamicznej:

$$\tau_{ij} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{V} \right), \quad (2.1.10)$$

$$q_j = - \frac{1}{(\gamma - 1) Re Pr M^2} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (2.1.11)$$

$$p = \frac{\rho T}{\gamma M^2}. \quad (2.1.12)$$

W przypadkach, kiedy prędkości przepływów są na tyle małe, że liczba Macha nie przekracza wartości 0,3, płyn można uznać za nieściśliwy. Ponadto można zaniedbać transfer ciepła. Wtedy równania dynamiki płynu można uprościć do tzw. *nieściśliwych równań Naviera-Stokesa*, które przyjmują postać:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.13)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.1.14)$$

gdzie:

$$\tau_{ij} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (2.1.15)$$

2.1.2. Przepływy zaburzone i turbulencyjne

Głównym parametrem, na podstawie którego można ocenić rodzaj przepływu w cieczy newtonowskiej, jest liczba Reynoldsa Re (równanie 2.1.9). Parametr ten określa stosunek sił masowych (inercyjnych) do sił tarcia (lepkości) i na jego podstawie można stwierdzić, czy przepływ jest laminarny czy burzliwy (turbulentny). Dla małych wartości liczby Reynoldsa przepływ jest laminarny i dominują w nim siły lepkości, dla dużych przepływ staje się burzliwy i do głosu dochodzą siły masowe (inercyjne), które wywołują silne zaburzenie i lokalną zmienność parametrów przepływu. Moment przejścia przepływu laminarnego w turbulentny określa tzw. *krytyczna liczba Reynoldsa* i dla danej cieczy jej wartość wyznaczana jest eksperymentalnie. W pobliżu tej wartości przepływ nie jest ani całkowicie laminarny, ani turbulentny. Zjawiska turbulencji są bardzo złożone i zawsze mają charakter przestrzenny (3D). Podstawowymi strukturami, jakie można zaobserwować w przepływach burzliwych, są struktury rotacyjne – wiry. W literaturze przedmiotu pojawia się w tym miejscu pojęcie *struktur koherentnych*, które odnosi się do chaotycznych, lecz w pewnym stopniu zorganizowanych struktur wirowych [121]. Istnieje wiele różnych definicji struktury koherentnej. Do najbardziej znanych należą:

1. *Struktura koherentna* jest to pewna objętość płynu, w której można wyróżnić cechy spójności fazowej [87].
2. *Struktura koherentna* jest to objętość płynu o rozmiarach porównywalnych z wymiarami przepływu średniego, zawierająca w sobie zorganizowaną tzn. nielosową wirowość, która dominuje w całym obrazie przepływu [50].

3. *Struktura koherentna* to pewna objętość płynu, zajmująca określone miejsce w czasoprzestrzeni i wykazująca wyraźną spójność fazową pomiędzy wszystkimi charakteryzującymi ją wielkościami fizycznymi [27].
4. *Struktura koherentna* to uporządkowany bezład (*orderly disorder*) [56].

W powyższych definicjach znaleźć można najważniejsze cechy struktury koherentnej:

- w określonej objętości płynu wyróżnić można wiry o stałej prędkości kątowej;
- wiry tworzą się z określoną częstotliwością;
- skala wirów porównywalna jest z wielkością przepływu.

Istnienie w przepływie struktur koherentnych związane jest właśnie z obecnością w przepływie oscylacyjnego składnika ruchu $\tilde{A}(\vec{r}, t)$ o zdeterminowanym charakterze, a stąd już blisko do generacji fali akustycznej.

Wartość chwilowa $A(\vec{r}, t)$ dowolnej wielkości fizycznej opisującej przepływ: gęstości, składowych prędkości, ciśnienia czy temperatury może być zapisana jako suma trzech składników: składowej średniej niezależnej od czasu $\bar{A}(\vec{r})$, składowej o charakterze okresowym $\tilde{A}(\vec{r}, t)$ oraz składowej turbulentnej o wartości przypadkowej $a(\vec{r}, t)$:

$$A(\vec{r}, t) = \bar{A}(\vec{r}) + \tilde{A}(\vec{r}, t) + a(\vec{r}, t), \quad (2.1.16)$$

gdzie $\vec{r}$ określa położenie, a t – czas.

Cechą charakterystyczną zjawisk wirowych jest ich wieloskalowość, tzn. że w danym przepływie występują zarówno wiry bardzo małe – mikroskopowe, jak i duże – makroskopowe. W zależności od tego, jaką ilość skal chcemy odwzorować w eksperymentach numerycznych, można wyróżnić trzy główne podejścia w formułowaniu problemu do rozwiązania numerycznego:

1. Bezpośrednia symulacja numeryczna (*direct numerical simulation*, DNS) – w której uwzględnia się pełny zakres skal turbulencji – równania opisujące problem nie zawierają żadnych uproszczeń. Błędy wynikają wyłącznie z doboru wielkości siatki dyskretyzacji przestrzeni objętej symulacją. Aby objąć wszystkie możliwe skale turbulencji, z jednej strony obszar musi być co najmniej tak duży, jak największy wir występujący w przepływie. Jest to tzw. integralna skala długości l_ϵ , czyli odległość, na przestrzeni której zmieniające się składowe prędkości przepływu pozostają skorelowane. Z drugiej strony gęstość siatki musi być na tyle duża, aby rozdzielczość była zgodna ze skalą Kolmogorowa η . Jest to warunek poprawności symulacji ze względu

na prawidłowe odzwierciedlenie zjawisk dyssypacyjnych w przepływie. Stosunek obu skal został wyznaczony przez Tennekesa i Lumleya [127] i jest rzędu:

$$\frac{l_\varepsilon}{\eta} \sim Re_{l_\varepsilon}^{\frac{3}{4}} \quad (2.1.17)$$

Biorąc pod uwagę fakt trójwymiarowości zjawiska oraz czas symulacji, który powinien obejmować choć jeden obrót wiru o największym rozmiarze, złożoność obliczeniową symulacji można oszacować na poziomie $Re_{l_\varepsilon}^3$. Oznacza to, że przy możliwościach nawet najszybszych współczesnych komputerów symulowane tą metodą mogą być przepływy o małych liczbach Re , z reguły o wiele mniejszych niż te, które występują w realnych problemach inżynierskich.

2. Symulacja dużych wirów (*large eddy simulation*, LES) – opis problemu umożliwia dokładne symulacje powstawania dużych wirów, natomiast zjawiska mikroskopowe są odpowiednio modelowane. Za takim podejściem przemawiają co najmniej dwa fakty. W przepływach zaburzonych więcej energii skoncentrowanej jest w ruchach wielkoskalowych niż mikroskopowych. Ponadto z reguły na kształt dużych wirów wpływa geometria, a więc na poprawność symulacji oddziałują warunki brzegowe narzucane przez konkretny problem, natomiast zjawiska w mniejszych skalach są uniwersalne i mogą być reprezentowane przez prostsze modele. W porównaniu z DNS, gdzie większość obliczeń dotyczy symulacji dysypatywnych zjawisk mikroskopowych, koszt obliczeniowy LES jest znacznie niższy. Metoda LES obejmuje określenie operacji filtracji, dzięki której następuje dekompozycja wyznaczanych prędkości na składową symulowaną wprost oraz składową modelowaną. Pole prędkości symulowanej wprost obejmuje największe, najbardziej energetyczne zjawiska wirowe. Przyjęty algorytm filtracji aplikuje się do równań Naviera-Stokesa, które ulegają uproszczeniu i pojawia się w nich tensor naprężeń szczałkowych, którego zadaniem jest reprezentacja zjawisk turbulentnych w mniejszych skalach i który należy zamodelować. Ostatecznie przefiltrowaną postać równań rozwiązuje się numerycznie w poszukiwaniu prędkości $\bar{u}_i(\mathbf{x}, t)$, która stanowi aproksymację przepływu zaburzonego ze względu na zjawiska wielkoskalowe. Złożoność obliczeniowa w podejściu LES zależy od rozpatrywanego problemu. Dla przepływów nieograniczonych złożoność nie zależy od liczby Reynoldsa i metoda jest z powodzeniem stosowana do rozwiązywania realnych problemów technicznych. W przypadku przepływów ograniczonych (w kanałach, przewodach itp.) ze względu na konieczność dokładnych obliczeń dla warstw przyściennych złożoność wzrasta do $Re^{1,8}$ i znów dla zjawisk o dużych liczbach

bach Reynoldsa złożoność staje się nieosiągalna dla współczesnych komputerów.

3. Użycie uśrednionych równań Naviera-Stokesa (*Reynolds-average Navier-Stokes*, RANS) – żadne ze skal turbulencji nie są symulowane – wpływ turbulencji musi być zamodelowany. W tym podejściu dokonywane jest uśrednianie w czasie, w wyniku czego zjawiska turbulencyjne znikają. Ich wpływ musi być dodatkowo zamodelowany. Jak wspomniano wcześniej, zjawiska turbulencyjne występują w różnych skalach, przez co znalezienie uniwersalnego modelu jest niezwykle trudne i dlatego tym sposobem nie można uzyskać poprawnych wyników dla każdego rodzaju przepływu.

Poza wyżej wymienionymi podejściami we współczesnym modelowaniu stosuje się rozliczne modele hybrydowe.

2.1.3. Metody CFD w aeroakustyce

Aeroakustyka zajmuje się emisją fal akustycznych związanych z przepływami zaburzonymi [39–41]. W zasadzie jej zadania związane z predykcją poziomu generowanego sygnału akustycznego można rozwiązywać, stosując ogólne metody CFD przedstawione wyżej. Do rozwiązania zagadnienia można podejść w sposób bezpośredni, tzn. wychodząc z jednego zestawu równań, wyznaczać poziomy ciśnienie akustycznych w interesujących nas obszarach. Teoretycznie wszystkie problemy aeroakustyczne można opisać ściślejszymi równaniami Naviera-Stokesa, a do ich rozwiązania zastosować znane techniki CFD. Podstawowym problemem staje się jednak wielkość symulowanego obszaru oraz konieczność brania pod uwagę szerokiego zakresu skal ze względu na olbrzymią rozbieżność między energiami związanymi z przepływem i energiami akustycznymi. Zatem z teoretycznego punktu widzenia najbardziej odpowiednią metodą będzie DNS. Jednak jak wspomniano wcześniej, złożoność obliczeniowa takiego podejścia jest ogromna, szczególnie że podczas obliczeń wymagane są odpowiednio długie czasy całkowania, aby dobrze obserwować zjawiska wielkoskalowe, a jednocześnie gęste siatki są wymagane do uchwycenia zjawisk dysypacyjnych w skalach mikro. W przypadku wykorzystywania do symulacji aeroakustycznych techniki LES zakłada się, że zjawiska wielkoskalowe są bardziej efektywne w wytwarzaniu energii akustycznej niż zjawiska małoskalowe. Ponieważ zdania na ten temat są podzielone, aby symulacja LES dała zadowalające efekty, kluczowy jest wybór takiej skali, w której faktycznie zjawiska generacji akustycznej są największe. Znane jest również łączenie techniki LES z RANS.

Niezależnie od wybranej metody bezpośredniej złożoność obliczeniowa dla rzeczywistych problemów inżynierskich jest bardzo duża, co powoduje, że w akustyce technicznej są one praktycznie niestosowane.

Podejściem bardziej użytkowym jest wykorzystanie pośrednich metod hybrydowych (intensywnie rozwijany kierunek współczesnych badań modelowych), gdzie procesy generacji i propagacji dźwięku rozpatruje się w sposób rozłączny. Przedstawione wyżej bezpośrednie metody CFD są stosowane do wyznaczenia właściwości źródeł, które następnie umieszczane są w środowisku opisywanym liniowymi równaniami propagacji. Należy tu zaznaczyć, że przy takim podejściu zaniedbuje się wpływ sprzężenia zwrotnego między polem akustycznym a polem przepływowym, w którym dźwięk powstaje. Aby w pewnym stopniu takie sprzężenie wziąć pod uwagę, obszar symulacji źródła metodami CFD powinien być na tyle duży, aby po części obejmował on propagację fal akustycznych w bezpośrednim sąsiedztwie źródła (akustyczne pole bliskie hydrodynamiczne i pole bliskie).

Główną zaletą metod hybrydowych jest radykalne zmniejszenie złożoności obliczeniowej, co umożliwia stosowanie ich w rzeczywistych problemach akustyki technicznej.

W rozważaniach dotyczących metod hybrydowych rozróżnić można trzy rodzaje pól, które opisuje się z wykorzystaniem różnych równań [96] (warto zauważyć, że nie jest to podział przyjęty w akustyce klasycznej, gdzie rozróżnia się jedynie pole bliskie i dalekie, a przejście między nimi nie jest ostre):

- *pole bliskie*, w którym znajdują się źródła; jest opisywane zestawem równań nieliniowych;
- *pole pośrednie*, gdzie dźwięk rozchodzi się, ale efekty odbić, konwekcji i refrakcji są uwzględniane, opisywane zlinearyzowanymi równaniami o zmiennych współczynnikach;
- *pole dalekie*, gdzie zakłada się, że dźwięk rozchodzi się w medium nieruchomym lub jego przepływ jest laminarny; jest opisywane liniowymi równaniami falowymi o stałych współczynnikach.

W polu bliskim, gdzie dominują efekty nieliniowe, w symulacjach stosuje się metody bezpośrednio DNS i LES. W pozostałych obszarach istnieje wiele technik i trudno wyróżnić tu metody dominujące. Mimo że rozważane pole bliskie, gdzie występują źródła, ma z reguły najmniejsze wymiary, wymaga ono wielu obliczeń ze względu na dużą gęstość siatki zapewniającą odpowiednią dokładność wyznaczania zjawisk w zaburzonym przepływie rzeczywistym (uwzględniane efekty ściśliwości i stratności), co stanowi o koszcie obliczeniowym całej metody hybrydowej.

W zakresie pola pośredniego zazwyczaj linearyzuje się równania Naviera-Stokesa wokół rozwiązania uśrednionego otrzymanego z nieliniowej analizy CFD. Niezależne traktowanie zjawisk przepływowych i akustycznych powinno oznaczać mniejszą złożoność obliczeniową problemu, jednak otrzymywane rezultaty nie są często satysfakcjonujące i wyniki symulacyjne różnią się od efektów obserwowanych w rzeczywistości. Zazwyczaj symulowane poziomy dźwięku są wyższe od rzeczywistych. Istnieje co najmniej kilka technik linearyzacji zjawisk burzliwych:

1. **Zlinearyzowane równania Eulera** (*linearized Euler equations*, LEE). Równania Eulera są linearyzowane wokół przepływu głównego, którego parametry zostały wyznaczone odpowiednią metodą CFD. Ścisłe rozwiązanie CFD służy również do określenia tych składników równania zlinearyzowanego, które reprezentują źródła turbulencyjne. Niestety, zlinearyzowany zestaw równań Eulera stwarza kłopoty numeryczne, gdyż dopuszcza istnienie niestabilnych rozwiązań jednorodnych. Fala reprezentująca takie niestabilne rozwiązanie zakłóca postać pola akustycznego.
2. **Akustyczne równania perturbacyjne** (*acoustic perturbation equations*, APE). Rozwiązania zlinearyzowanych równań Eulera reprezentują nie tylko propagującą falę akustyczną. W rozwiązaniach mogą pojawiać się wiry i zaburzenia entropii. Może to prowadzić do niestabilnych rozwiązań dotyczących pola akustycznego, jeśli składniki równań reprezentujące źródła akustyczne będą jednocześnie pobudzać mody drgań związane wirami i zmianą entropii. Przy założeniu, że pole akustyczne jest bezwirowe i nie zmienia się w nim entropia, prowadzi to do błędnych rozwiązań. Wprowadzając te założenia, równania LEE można przekształcić do postaci APE, które są bardziej stabilne, a ponadto jest ich o jedno mniej, gdyż zakłada się izentropową zależność między zmianą ciśnienia a zmianą gęstości ośrodka. Dodatkowo jeśli założymy jednorodność przepływu głównego, równania APE uproszczą się do postaci równań falowych z konwekcją (*convected wave equation*, CWE). Analiza danego problemu dzięki oddzielnemu rozwiązaniu równań APE i CWE oraz porównanie wyników może dać pogląd o tym, jaki wpływ na modelowane pole mają zjawiska refrakcji. Jeśli propagacja fali akustycznej odbywa się w ośrodku pozostającym w bezruchu, konwekcyjne równanie fali zamienia się w „zwykłe” liniowe równanie falowe. I znowu, porównanie wyników symulacji obu równań może dać pogląd na wpływ zjawisk konwekcyjnych w analizowanym problemie.
3. **Rozwinięcie względem przepływu nieściśliwego** (*expansion about incompressible flow*, EIF). W tej metodzie równania Eulera linearyzuje się wzglę-

dem przepływu uśrednionego, który wylicza się z równań uwzględniających nieściśliwość płynu. Zmiany ciśnienia i gęstości nie pozostają w takim podejściu w zależności termodynamicznej.

Do analizy rozkładu energii akustycznej pochodzącej ze źródeł aerodynamicznych w polu dalekim stosuje się wiele metod, które swój początek zawdzięczają przedstawionym poniżej:

1. **Analogia Lighthilla.** Idea sformułowana przez Lighthilla [58] dotyczy generacji dźwięku przez przepływy nieograniczone. W metodzie tej równania Naviera-Stokesa zostały tak przekształcone, że po prawej stronie otrzymano akustyczny operator falowy, a po lewej zbiór pozostałych składników rozpatrywanych jako źródła.

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.1.18)$$

Propagacja fali dźwiękowej jest opisana funkcją Greena, a składniki opisujące źródła są podwójną dywergencją tensora naprężeń zwanego na cześć jego twórcy *tensoriem Lighthilla*:

$$T_{ij}(\mathbf{x}, t) = \rho u_i u_j + (p' - c_\infty^2 \rho') \delta_{ij} - \tau_{ij}, \quad (2.1.19)$$

gdzie p', ρ' są składowymi zmiennymi ciśnienia i gęstości, u_i to składowe wektora prędkości, a τ_{ij} jest tensorem naprężeń lepkościowych.

Zmiany gęstości akustycznej (składowa zmienna gęstości ośrodka) można opisać zależnością:

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}, t) - \rho_0 \quad (2.1.20)$$

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^4} \int_V \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij}(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) d\mathbf{y} \quad (2.1.21)$$

W przypadku przepływów o małej liczbie Macha i skupionych źródłach akustycznych w tensorze Lighthilla można zaniedbać składniki nieistotne i ograniczyć się tylko do pierwszego wyrazu:

$$T_{ij} \approx \rho u_i u_j. \quad (2.1.22)$$

Do wyznaczenia parametrów tak modelowanych źródeł dźwięku skorzystać należy z równań Naviera-Stokesa dla płynu ściśliwego lub nieściśliwego.

Podwójna dywergencja tensora T_{ij} reprezentuje objętościowy rozkład źródeł akustycznych w postaci kwadrupoli.

2. **Równanie Lilleya.** W przypadku wpływu na pole dalekie przepływu masowego stosuje się równanie podane przez Lilleya, w którym operator falowy uwzględnia oddziaływania przepływ-pole akustyczne [60, 61].
3. **Analogia Curle’a.** Jest to pierwsze rozszerzenie analogii Lighthilla o przypadek, w którym występują sztywne przeszkody i należy uwzględnić efekt odbić i dyfrakcji fali dźwiękowej [20]. W takim przypadku zmienne siły aerodynamiczne działające na elementy ograniczające można traktować jako dodatkowe źródła dźwięku. Przy zaniedbaniu lepkości wypadkowy wektor takich sił można opisać jako:

$$\mathbf{f} = p'(t)\delta(g)\nabla g, \quad (2.1.23)$$

gdzie δ oznacza dystrybucję delta Diraca, a g jest równaniem powierzchni, na której rozłożone są ekwiwalentne źródła akustyczne związane z działającymi siłami.

Równanie Lighthilla przyjmie teraz postać:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial f_i}{\partial x_i}. \quad (2.1.24)$$

Prawa strona równania została uzupełniona o składnik reprezentujący powierzchniowy rozkład źródeł akustycznych w postaci dipoli.

4. **Analogia Ffowcs-Williamsa i Hawkingsa.** Ten model uwzględnia wtórną generację hałasu w wyniku oddziaływania przepływu z elementami ograniczającymi (ściankami) łącznie z przypadkiem elementów ruchomych, takich jak łopatki wentylatorów czy wirniki helikopterów – w tych przypadkach wyniki obliczeń są zadowalające [32]. Do prezentowanych wcześniej równań wprowadzono czynnik będący źródłem masowym reprezentowanym przez powierzchnię poruszającą się z prędkością $\mathbf{U}$. Źródło to opisano wydajnością:

$$q = \rho \mathbf{U} \cdot \nabla g \delta(g), \quad (2.1.25)$$

Równanie Lighthilla przyjmie teraz postać:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial f_i}{\partial x_i} + \frac{\partial q}{\partial t} \quad (2.1.26)$$

Prawa strona równania została uzupełniona o składnik reprezentujący rozkład źródeł akustycznych w postaci monopoli.

W podejściu tym nie uwzględnia się oddziaływania płaszczyzn pasywnych, tzn. takich, które nie oddziałują bezpośrednio z przepływem i nie są źródłem hałasu, lecz mogą wpływać na rozkład pola akustycznego. Mimo tych wad model Ffowcs-Williamsa jest współcześnie najczęściej stosowaną analogią akustyczną.

5. **Analogia dźwięku wirowego Powella.** W tym podejściu zakłada się, że źródła akustyczne występują tylko w tych regionach przepływu, gdzie wektor wirowości pola prędkości jest niezerowy. Metoda dobrze sprawdza się dla przepływów o małej liczbie Macha w sytuacjach, gdzie występują silne oddziaływania między procesami generacji i propagacji dźwięku (pole bliskie, pole hydrodynamiczne). Niejednorodne równanie falowe przyjmuje wtedy postać:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} = \rho_0 \frac{\partial (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{U})_i}{\partial x_i} + \rho_0 \frac{\partial^2 (\frac{1}{2} u_j u_i)}{\partial x_i^2} \quad (2.1.27)$$

Prawa strona równania reprezentuje dwa rodzaje źródeł. Pierwszy składnik oznacza źródło dipolowe związane z występowaniem i deformacją wirów. Jego wartość jest duża w rejonie występowania silnych zaburzeń o charakterze wirowym. Drugi składnik reprezentuje źródła kwadrupolowe związane z produkcją energii kinetycznej. Czynniki te odgrywa dużą rolę w przypadku przepływów o małej liczbie Reynoldsa zarówno dla małych, jak i dużych wartości liczby Macha. Howe rozszerzył zakres stosowania tej metody o przypadek propagacji fali w ośrodku poruszającym się. Analogia Powella i rozszerzenie Howe'a wraz z teorią Goldsteina zostały ujęte w nowej współcześnie rozwijającej się dziedzinie wiedzy akustycznej obejmującej zagadnienia teorii generowania dźwięku (hałasu) w wirowych przepływach akustycznych (*vortex sound theory*).

Zakończenie

Jak napisano we wstępie tego rozdziału, modelowanie zjawisk akustycznych jest złożone, a z analizy współczesnej literatury wynika, że dalszy rozwój modeli obiektów rzeczywistych staje się nierozzerwalnie związany z dokładnym modelowaniem źródeł fal akustycznych z wykorzystaniem ogólnych równań mechaniki płynów. Te z kolei, ponieważ muszą ściśle opisywać przepływy zaburzone, nie mają rozwiązań analitycznych, a dokładne rozwiązania numeryczne modeli nieuproszczonych nie są, poza przypadkami szczególnymi, ogólnie dostępne ze względu na zbyt dużą złożoność obliczeniową. Dlatego tak ważny wydaje się ciągły rozwój wektorowych metod pomiarowych, dzięki którym możemy obserwować rozkłady pól akustycznych w złożonych układach rzeczywistych oraz odkrywać nowe zjawiska występujące w polu akustycznym, szczególnie na styku obszarów źródła fal akustycznych i przestrzeni propagacyjnej. Wiedza ta będzie pomocna przy tworzeniu nowych modeli numerycznych, a zbiór danych eksperymentalnych zarejestrowanych w modelach rzeczywistych będzie stanowił bazę danych do walidacji nowych modeli teoretycznych.

CYFROWE PRZETWARZANIE SYGNAŁU W POMIARACH I OBRAZOWANIU PÓL AKUSTYCZNYCH

Wprowadzenie

Ze względu na aktualny stan rozwoju techniki pomiarowej oraz zakres zagadnień prezentowanych w niniejszej monografii prowadzone rozważania dotyczyć będą *systemów i sygnałów cyfrowych*, tzn. sygnałów o dyskretnej amplitudzie reprezentowanych przez zbiory liczb rzeczywistych rejestrowanych w dyskretnych równoodległych chwilach czasu wyznaczanych przez częstotliwość próbkowania. Sygnały te poddawane będą obróbce w systemach cyfrowego przetwarzania sygnału (*digital signal processing*, DSP) [93, 94, 103, 146].

Algorytmy cyfrowego przetwarzania sygnału w obrazowaniu rzeczywistych pól akustycznych wykorzystywane są na dwóch podstawowych etapach tworzenia wizualizacji zdarzeń akustycznych:

- etapie opracowania procedury pomiarowej;
- etapie opracowania danych na potrzeby określonego sposobu ich prezentacji graficznej.

W odróżnieniu od metod stosowanych w akustyce klasycznej narzędzia badawcze używane przez autora musiały zostać dostosowane do opisu i analiz wektorowych cech pola akustycznego reprezentowanych przez natężenie dźwięku.

Przedstawione w niniejszej monografii metody pomiarowe nie mogą funkcjonować bez zastosowania cyfrowego przetwarzania sygnałów. Do wyznaczania natężenia dźwięku na bazie pomiarów ciśnieniowo-anemometrycznych konieczne jest wykorzystanie algorytmów wymnażania sygnałów, filtracji pasmowej i szybkiego przekształcenia Fouriera. W przypadku użycia sond natężeniowych p-u stosuje się również odpowiednią filtrację w celu zapewnienia właściwego dopasowania fazowego sygnałów ciśnienia akustycznego i prędkości akustycznej pochodzących z dwóch rodzajów przetworników [77]. W przypadku

wykorzystania technik laserowych konieczne jest zastosowanie metod korelacyjnych do wyznaczania wektorów przesunięć. Na szczególną uwagę zasługują algorytmy subpikselowego wyznaczania przesunięć, dzięki którym systemy laserowe zaczęły charakteryzować się na tyle dużą czułością i dynamiką pomiarów, że można było zacząć je stosować do wizualizacji rozkładu zaburzonych pól akustycznych o charakterze turbulencyjnym [86, 109].

Obrazowanie zjawisk fizycznych na podstawie danych pomiarowych pozyskanych z określoną dokładnością metrologiczną zarejestrowanych w obiektach rzeczywistych o złożonej geometrii pozwala zauważyć i wyjaśnić zjawiska, których nie uwzględniają współczesne modele i symulacje. Cyfrowe przetwarzanie danych pomiarowych na etapie ich opracowywania na potrzeby wizualizacji pomaga odkrywać i uwypuklać nieznane dotychczas zjawiska zachodzące podczas przepływu fal akustycznych w ośrodkach rzeczywistych i umożliwia ich obserwację w przypadku zjawisk złożonych, gdyż pewne zjawiska elementarne mogą być maskowane przez inne. Aby je wydobyć z *szumu informacyjnego*, stosuje się odpowiednie metody filtracji i dekompozycji sygnałów. W dalszej części rozdziału przedstawiono podstawowe informacje związane z klasycznymi metodami filtracji cyfrowej i analizy widmowej, a dokładniej – zaprezentowano metodę dekompozycji sygnałów, intensywnie rozwijaną w ostatnich latach i adaptowaną przez autora do obrazowania pola akustycznego, opartą na statystycznej analizie danych pomiarowych. Mowa tu o znanej z literatury metodzie właściwej (lub: odpowiedniej) dekompozycji ortogonalnej (*proper orthogonal decomposition*, POD). Metoda ta obok dynamicznej dekompozycji modalnej (*dynamic mode decomposition*, DMD) jest stosowana w analizie hydrodynamicznych przepływów turbulentnych do energetycznych analiz przepływu i opisu *struktur koherentnych* [9, 64, 66, 113, 114].

Jednym z nurtów badawczych autora było pokazanie możliwości zastosowania tej metody w przypadku obserwacji pola akustycznego i aeroakustycznego.

3.1. Analiza widmowa i filtracja

Filtracja sygnałów za pomocą stacjonarnych filtrów liniowych w realizacji analogowej i cyfrowej jest klasyczną procedurą wykorzystywaną w obrazowaniu pola akustycznego. Stosuje się ją na etapie pomiaru przy korzystaniu z filtrów antyaliasingowych oraz do kompensacji amplitudowo-fazowych charakterystyk częstotliwościowych przetworników ciśnieniowych i prędkościowych. Na etapie przetwarzania akustycznych danych pomiarowych filtrację stosuje się m.in. do dekompozycji częstotliwościowej i prezentacji wyników z podziałem na pasma o stałej szerokości względnej (znormalizowane filtry oktawowo, tercjowe

i węższe stosowane w akustyce). Unormowane częstotliwości środkowe i graniczne filtrów pasmowych oktaowych i tercjowych stosowanych w analizie sygnałów akustycznych podano w tabeli 3.1.

W przypadku wyznaczania jednoliczbowych wartości poziomów hałasu w miernikach poziomu dźwięku stosuje się filtry ważące o charakterystykach A, B i C. Charakterystyki krzywych ważących można opisać wartościami poprawek dla poszczególnych pasm oktaowych. Wartości te zebrano w tabeli 3.2.

Analiza i projektowanie filtrów cyfrowych o stałych współczynnikach jest częścią teorii obwodów, a sam filtr modelowany jest jako sieć elektryczna zbudowana z elementów mnożących sygnał (próbki sygnału) przez stałe współczynniki, sumatorów oraz linii opóźniających.

Właściwości stacjonarnego filtru liniowego w dziedzinie czasu dyskretnego całkowicie opisuje jego *odpowiedź impulsowa* $h(n)$, która w ogólnym przypadku może być nieskończona, a w dziedzinie częstotliwości *transmitancja operatorowa* $H(z)$.

Korzystając z właściwości transformaty $\mathcal{Z}$, proces filtracji cyfrowej opisać można równaniem różnicowym o stałych współczynnikach, a sam proces projektowania filtru sprowadza się do wyznaczenia tych współczynników. Ogólne równanie różnicowe reprezentujące proces filtracji cyfrowej ma postać:

$$y[n] = \sum_{i=0}^{K-1} b_i \cdot x[n-i] - \sum_{j=1}^{M-1} a_j \cdot y[n-j] \quad (3.1.1)$$

Równanie to reprezentuje filtr rekursywny o nieskończonej odpowiedzi impulsowej (filtr typu NOI). Jeśli współczynniki a_j przyrównamy do zera, otrzymamy filtr nierekursywny o skończonej odpowiedzi impulsowej (filtr typu SOI) opisany równaniem:

$$y[n] = \sum_{i=0}^{K-1} b_i \cdot x[n-i] \quad (3.1.2)$$

Oba rodzaje filtrów mają swoje zalety i wady. Do podstawowych zalet filtrów NOI należy możliwa do uzyskania mała złożoność obliczeniowa dla zadanego przebiegu charakterystyki amplitudowej, a do podstawowych wad nieliniowość charakterystyki fazowej i potencjalna niestabilność. W porównaniu z filtrami NOI filtry typu SOI są bardziej złożone obliczeniowo, jeśli chcemy uzyskać tę samą stromość charakterystyk amplitudowych, co w filtrze NOI, lecz mogą charakteryzować się liniowym przebiegiem częstotliwościowej charakterystyki fazowej oraz ze względu na ich przyczynowość są bezwzględnie stabilne.

Tabela 3.1. Unormowane częstotliwości środkowe i graniczne filtrów pasmowych stosowanych w analizie sygnałów akustycznych

Numer pasma	Częstotliwość środkowa pasma oktawowego [Hz]	Częstotliwość środkowa pasma tercjowego [Hz]	Częstotliwość graniczna dolna [Hz]	Częstotliwość graniczna górną [Hz]
14	31,5	25	22	28
15		31,5	28	35
16		40	35	44
17	63	50	44	57
18		63	57	71
19		80	71	88
20	125	100	88	113
21		125	113	141
22		160	141	176
23	250	200	176	225
24		250	225	283
25		315	283	353
26	500	400	353	440
27		500	440	565
28		630	565	707
29	1000	800	707	880
30		1000	880	1130
31		1250	1130	1414
32	2000	1600	1414	1760
33		2000	1760	2250
34		2500	2250	2825
35	4000	3150	2825	3530
36		4000	3530	4400
37		5000	4400	5650
38	8000	6300	5650	7070
39		8000	7070	8800
40		10 000	8800	11 300
41	16 000	12 500	11 300	14 140
42		16 000	14 140	17 600
43		20 000	17 600	22 500

Aby zachować poprawność metrologiczną i zgodność z obowiązującymi normami akustycznymi, dekompozycja częstotliwościowa natężenia dźwięku odbywać się może z wykorzystaniem filtrów pasmowych oktaowych, tercjowych i węższych, których przebieg amplitudowych charakterystyk częstotliwościowych powinien spełniać wymagania normowe [1]. Przy projektowaniu konkretnego systemu pomiarowego synteza filtrów NOI i SOI spełniających kryteria normowe odbywa się zazwyczaj z wykorzystaniem odpowiednich narzędzi programowych (*computer aided design*, CAD). Przykładem może być narzędzie *fdatool* dostępne w środowisku *MathWorks MATLAB*.

W dziedzinie czasu operacja filtracji równoważna jest splotowi sygnału wejściowego z odpowiedzią impulsową filtru. Ze względu na złożoność obliczeniową splotu wynoszącą n^2 operacji sumomnożeń operacja filtracji cyfrowej wykonywana jest zazwyczaj na blokach danych (wektorach) w dziedzinie częstotliwości zgodnie ze wzorem:

$$\mathbf{y} = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}(\mathbf{h}) \cdot \mathcal{F}(\mathbf{x})) \quad (3.1.3)$$

gdzie $\mathbf{y}, \mathbf{h}, \mathbf{x}$ – odpowiednio blok sygnału wyjściowego, odpowiedź impulsowa filtru, blok sygnału wejściowego, $\mathcal{F}(\cdot), \mathcal{F}^{-1}(\cdot)$ – transformata prosta i odwrotna (np. dyskretne przekształcenie Fouriera).

Tabela 3.2. Charakterystyki filtrów wagowych mierników poziomu dźwięku

Numer pasma	Częstotliwość środkowa pasma oktaowego [Hz]	Korekcja A [dB]	Korekcja B [dB]	Korekcja C [dB]
1	16	-56,7	-28,5	-8,5
2	31,5	-39,4	-17,1	-3,0
3	63	-26,2	-9,3	-0,8
4	125	-16,1	-4,2	-0,2
5	250	-8,6	-1,3	0
6	500	-3,2	-0,3	0
7	1000	0	0	0
8	2000	1,2	-0,1	-0,2
9	4000	1,0	-0,7	-0,8
10	8000	-1,1	-2,9	-3,0
11	16 000	-6,6	-8,4	-8,5

Ze wzorem 3.1.3 wiąże się problem podziału przetwarzanego sygnału na bloki z wykorzystaniem *okien czasowych* oraz operacji *nakładkowania*.

Do wyznaczania składowych częstotliwościowych natężenia dźwięku można wykorzystać również właściwości transformaty Fouriera. Stosując twierdzenie o równoważności mnożenia w dziedzinie czasu ze splotem w dziedzinie częstotliwości możemy wywnioskować, że składowa aktywna natężenia dźwięku dla każdej częstotliwości kołowej może być wyznaczona zgodnie ze wzorem:

$$\mathbf{I}(\omega) = \frac{p(\omega) \cdot \mathbf{u}^*(\omega)}{2}, \quad (3.1.4)$$

gdzie $p(\omega)$ oznacza amplitudę zespoloną składowej ciśnienia dla częstotliwości ω , $\mathbf{u}^*(\omega)$ oznacza amplitudę zespoloną sprzężoną składowej prędkości dla tej częstotliwości.

W przypadku sygnału harmonicznego jego widmo składa się wyłącznie z pojedynczego prążka i splot transformat jest równy iloczynowi. Ten szybki algorytm wykorzystano w opracowanym oprogramowaniu do bieżącego podglądu widma mierzonego natężenia dźwięku.

3.2. Dekompozycja POD

Proper orthogonal decomposition, POD – w wolnym tłumaczeniu *odpowiednia dekompozycja ortogonalna* – jest metodą statystyczną bazującą na statystykach drugiego rzędu, której celem jest m.in. skondensowana reprezentacja danych pomiarowych. Dzięki tej metodzie można uzyskać dwa cele: po pierwsze zmniejszyć rząd problemu przez projekcję danych wielowymiarowych na przestrzeń o mniejszej liczbie wymiarów, a po drugie wychwycić niewidoczne struktury (sygnały) ukryte w danych.

W przypadku czystego pola akustycznego dekompozycja z wykorzystaniem POD może dotyczyć wizualizacji złożonych rozkładów fal stojących występujących w układach o nieregularnej geometrii (w zakresie zjawisk liniowych), umożliwiając dostrzeganie zjawisk nieliniowych wynikających zarówno z obserwacji fal o dużych amplitudach, jak i fal w rejonie przeszkód, gdzie nie do pominięcia są zjawiska nieliniowe występujące w akustycznej warstwie przyściennej. Ponadto przy wizualizacji pól aeroakustycznych podstawowym problemem jest oddzielenie wysokoenergetycznego zaburzonego pola przepływu masowego od wynikowego stosunkowo małoenergetycznego pola akustycznego. Mimo proporcjonalnie małego udziału energii akustycznej w bilansie przepływów hydrodynamicznych energie te są wystarczająco duże, aby były

źródłem wysokich poziomów hałasów środowiskowych generowanych przez przepływy turbulentne. Kwestią pozostającą ciągle do rozwiązania jest jednoznaczne rozdzielanie zjawisk związanych z nieściśliwym zachowaniem się płynu, jak i zjawisk, gdzie ściśliwość, a więc występowanie przemian gazowych i innych zjawisk termodynamicznych, jest konieczna do uwzględnienia w tworzeniu i rozwiązywaniu modeli przepływów hydrodynamicznych.

Głównym zadaniem POD jest zredukowanie układu o bardzo dużych liczbach swobody do o wiele mniejszej nieskorelowanej liczby zmiennych z jednoczesnym zachowaniem w jak najwyższym stopniu ich pierwotnej zmienności. W metodzie tej dokonywana jest *transformacja ortogonalna* z wykorzystaniem bazy złożonej z wektorów własnych *macierzy kowariancji podzbiorów danych*. Podprzestrzeń ogranicza się do skończonej liczby wektorów uszeregowanych ze względu na wielkość wartości własnych. Najważniejszą cechą POD jest jej optymalność w sensie minimalizacji odległości średniokwadratowej oryginalnego sygnału od jej zredukowanej reprezentacji liniowej. Należy w tym miejscu zaznaczyć, że choć POD używana jest często do rozwiązywania problemów nieliniowych, jej aproksymacyjna optymalność dotyczy tylko liniowych zjawisk ukrytych w danych.

POD, znaną również jako dekompozycja *Karhunen-Loève* (KLD), opisał niezależnie kilku autorów (Karhunen, Kosambi, Loève, Obukhov i Pougachev). Pierwotnie miała pomóc w rozwiązywaniu problemów ciągłych drugiego rzędu [15,62]. Kiedy dekompozycję POD ograniczy się do przypadków o skończonej liczbie stopni swobody i będzie się zaokrąślać wynik do kilku mód, stanie się ona równoważna analizie komponentów głównych (*principal component analysis*, PCA).

Ponieważ obliczanie POD jest numerycznie złożone, technika ta nie była stosowana praktycznie do połowy XX w. Jej popularność zaczęła rosnąć z chwilą pojawienia się wydajnych komputerów. Obecnie POD stosowana jest w wielu dziedzinach, w tym w mechanice płynów – szczególnie do znajdowania koherentnych struktur w przepływach zaburzonych. W dalszej części monografii metoda POD znajdzie zastosowanie przy wizualizacji pola akustycznego wokół piszczałki organowej.

Przedstawmy w skróconej formie podstawy matematyczne metody POD (na podstawie [15,55]). Niech $\theta(x, t)$ oznacza pole określone w dziedzinie Ω . Pole to najpierw dekomponuje się na składową stałą (wartość średnią) $\tilde{\mu}(x)$ oraz składowe zmienne $\vartheta(x, t)$:

$$\theta(x, t) = \tilde{\mu}(x) + \vartheta(x, t) \quad (3.2.1)$$

W chwili czasu t_k obserwujemy chwilowy rozkład wartości pola (tzw. *snap-*

shot) $\vartheta^k(x) = \vartheta(x, t_k)$. W wyniku działania POD chcemy otrzymać strukturę $\varphi(x)$ najbardziej charakterystyczną dla zbioru chwilowych rozkładów pola $\vartheta(x, t)$. Jest to równoważne ze znalezieniem funkcji bazowej $\varphi(x)$, która maksymalizuje średnią po zbiorze z iloczynu skalarnego między $\vartheta^k(x)$ i $\varphi(x)$, co można zapisać:

$$\max \langle |(\vartheta^k, \varphi)|^2 \rangle \quad \text{oraz} \quad \|\varphi\|^2 = 1, \quad (3.2.2)$$

gdzie $(\vartheta^k, \varphi) = \int_{\Omega} \vartheta^k(x) \varphi(x) d\Omega$ oznacza iloczyn skalarny w obszarze Ω ; $\|\cdot\| = (\cdot, \cdot)^{\frac{1}{2}}$ oznacza normę, a $\langle \cdot \rangle$ oznacza operację uśredniania.

Równanie (3.2.2) oznacza dekompozycję pola ϑ z użyciem bazy φ wskazującą, że nie istnieje lepsza baza, dla której aproksymacja złożona z takiej samej liczby mód zawierałaby więcej energii. Warunek $\|\varphi\|^2 = 1$ wymusza jednoznaczne rozwiązanie problemu, które z wykorzystaniem metody mnożników Lagrange'a można sprowadzić do całkowego problemu własnego:

$$\int_{\Omega} \langle \vartheta^k(x) \vartheta^k(x') \rangle \varphi(x') dx' = \lambda \varphi(x), \quad (3.2.3)$$

gdzie $\langle \vartheta^k(x) \vartheta^k(x') \rangle$ oznacza uśrednioną funkcję autokorelacji.

Rozwiązaniem optymalizacyjnego problemu (3.2.2) jest więc *zbiór wzajemnie ortogonalnych funkcji* $\varphi_i(x)$ (reprezentowanych jako macierze wzajemnie ortogonalne), będących rozwiązaniem równania całkowego (3.2.3), które nazywamy modami przestrzennymi POD i które mogą służyć jako funkcje bazowe do dekompozycji pola $\vartheta(x, t)$:

$$\vartheta(x, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) \varphi_i(x). \quad (3.2.4)$$

Współczynniki $a_i(t)$ są nieskorelowane i wyznaczone dla każdej mody przestrzennej $\varphi_i(x)$ jako iloczyn skalarny: $a_i(t) = (\vartheta(x, t), \varphi_i(x))$, a i -ty wektor $a_i(t)$ nazywać będziemy *modą czasową*.

Mody przestrzenne POD szereguje się ze względu na *wartości własne*. Moda odpowiadająca największej wartości własnej przedstawia sobą postać drgań o największej energii.

W tym miejscu należy zaznaczyć, że w pewnych przypadkach szeregowanie mód ze względu na wielkość energii może nie być właściwe, gdyż pewne interesujące nas zjawiska pod względem energetycznym ustępują innym. Można

wtedy stosować odpowiednie współczynniki wagowe, aby uwypuklić interesujące nas obszary [91]. Ponadto przy obliczaniu POD mamy do czynienia z procesem uśredniania danych, co z jednej strony może być pożądane (zostanie to przedstawione w następnym punkcie), z drugiej strony może prowadzić za zatarcia informacji fazowych i być niepożądane.

W praktyce analizie POD podlegają dane pomiarowe w postaci zdyskretyzowanej zarówno w dziedzinie czasu, jak i przestrzeni. Wyniki konkretnego eksperymentu możemy uporządkować w formie macierzy o wymiarze $(m \times n)$, gdzie n oznacza liczbę obserwacji (kroków czasowych, *snapshots*), a m liczbę punktów pomiarowych w przestrzeni. Dane te tworzą macierz:

$$\mathbf{X} = [\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_n] = \begin{bmatrix} x_{11} & \cdots & x_{1n} \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ x_{m1} & \cdots & x_{mn} \end{bmatrix} \quad (3.2.5)$$

Metoda POD jest bardzo uniwersalna i ma zastosowanie do rozwiązywania wielu problemów naukowych i technicznych, a dane mogą reprezentować różnego rodzaju wielkości fizyczne. W przypadku analizy pomiarowych danych anemometrycznych (np. z systemu laserowej anemometrii obrazowej PIV), obrazujących dwuwymiarowe pole prędkości $\mathbf{u}$, można dane wygodnie porządkować i tworzyć mapy dwuwymiarowe reprezentujące chwilowe rozkłady prędkości, w tym i prędkości akustycznej. Wielkość całego zbioru danych opiszemy za pomocą liczby map zdarzeń w kolejnych krokach czasowych N_t , gdzie każda mapa będzie zawierać $N_x \times N_y$ wektorów prędkości. W pierwszym kroku utworzona zostanie macierz korelacji lub kowariancji (w zależności, czy wartość średnia po czasie prędkości $\bar{\mathbf{u}}$ jest zerowa, czy różna od zera), gdzie indeksy i, j obejmują wszystkie kroki czasowe od 1 do N_t :

$$K_{ij} = \frac{1}{N_t} \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y} \mathbf{u}(x, y, t_i) \cdot \mathbf{u}(x, y, t_j) \quad (3.2.6)$$

lub

$$K_{ij} = \frac{1}{N_t} \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y} (\mathbf{u}(x, y, t_i) - \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \mathbf{y})) \cdot (\mathbf{u}(x, y, t_j) - \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \mathbf{y})) \quad (3.2.7)$$

oraz

$$\bar{\mathbf{u}}(x, y) = \sum_{i=1}^{N_t} \mathbf{u}(x, y, t_i) \quad (3.2.8)$$

Dla powyższych macierzy wyznacza się zbiór wektorów własnych $V_m(t_i)$ i odpowiadających im wartości własnych λ_m . Zbiór wektorów porządkuje się, poczynawszy od wektora z odpowiadającą mu największą wartością własną. W przypadku danych reprezentujących prędkość wartości te łączą się z wielkością energii kinetycznej związanej z daną modą przestrzenną $\Psi_m(x, y)$, która obliczana jest jak poniżej:

$$\Psi_m(x, y) = \sum_{x=1}^{N_t} \mathbf{u}(x, y, t_i) \cdot V_m(t_i) \quad (3.2.9)$$

3.3. Dekompozycja fal monochromatycznych i złożonych w akustycznym polu swobodnym

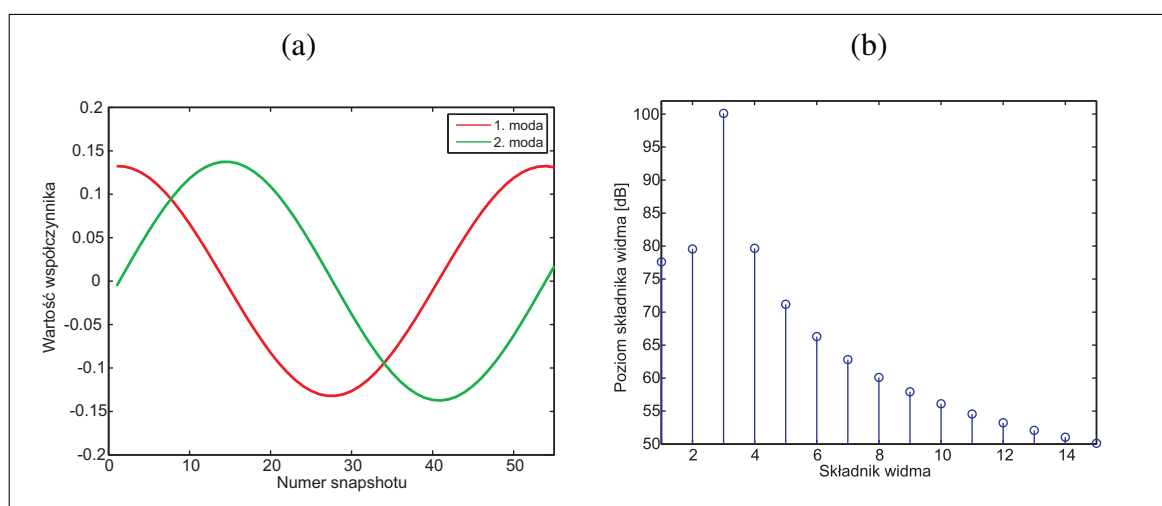
Zanim autor zastosował POD do rzeczywistych danych pomiarowych, zbadał kilka prostych przypadków dekompozycji tonalnych pól akustycznych z wykorzystaniem POD. Celem kolejnych rozważań jest zrozumienie podobieństw i różnic między metodą POD a tradycyjnymi metodami analizy częstotliwościowej z wykorzystaniem przekształcenia Fouriera. W kolejnych przykładach dekompozycji poddano sztucznie wygenerowany zestaw danych symulujący monochromatyczną i złożoną z dwóch prążków falę biegnącą w polu swobodnym. Dla łatwiejszej obserwacji widm w fali złożonej odległość między dwoma prążkami wynosi 2 oktawy. Przyjmujemy wartość amplitudy pierwszej harmonicznej równą 1 (poziom odniesienia 0 dB). Amplituda czwartej harmonicznej będzie zmieniana w zakresie od 0 do -20 dB w stosunku do amplitudy pierwszej harmonicznej. Do sygnału będzie również dodawany szum biały. Płaszczyzna pomiarowa obejmuje 128×100 punktów. Procedura POD obejmować będzie zbiór równoodległych w czasie 55 lub 110 *snapshots* (jeden lub dwa okresy tonu o częstotliwości podstawowej). Prezentowane w dalszej części pracy wyniki eksperymentów numerycznych wyznaczono w środowisku Matlab i obejmują one:

1. Zastosowanie dekompozycji POD do sztucznie wygenerowanych pól o znanych parametrach. W toku wyznaczania dekompozycji na mody czasowe i przestrzenne problem własny macierzy korelacji rozwiązywany był z wykorzystaniem funkcji Matlab *eigs()*;
2. Analizę mód POD w dziedzinie czasu i częstotliwości. Użyta została w tym celu funkcja *fft()* Matlab w połączeniu z oknem Kaisera.
3. Dekompozycję pól na podstawie mód podstawowych, w wyniku czego zaobserwować można odsumiające właściwości POD.

4. Oszacowanie rozdzielczości energia-częstotliwość na bazie różnicy poziomów prążków w widmach poszczególnych mód czasowych odpowiadających częstotliwościom tonów składowych fali.

3.3.1. POD przepływu fali płaskiej

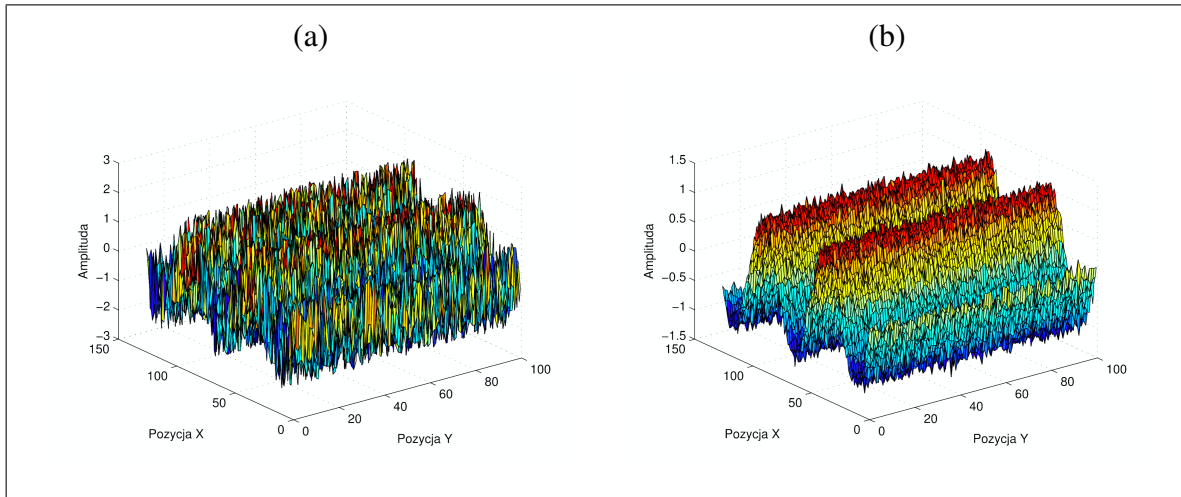
Na ryc. 3.1a pokazano dwa pierwsze mody czasowe POD, które opisują biegnącą falę monochromatyczną. Mody mają sinusoidalny kształt i są przesunięte względem siebie o $\frac{\pi}{2}$. Podobieństwo do dekompozycji fourierowskiej z wykorzystaniem funkcji bazowych $\sin()$ i $\cos()$ jest oczywiste. Tak więc każdy wystarczająco energetycznie odseparowany dyskretny harmoniczny składnik fali jest reprezentowany w dziedzinie POD w postaci dwóch par mód czasowych i przestrzennych. Widmo każdej mody czasowej posiada jeden dominujący składnik, co pokazano na ryc. 3.1b. Istnienie innych składników spowodowane jest błędami zaokrągleń oraz zastosowaniem prostokątnego okna czasowego.



Ryc. 3.1. Dwie czasowe mody POD reprezentujące biegnącą falę prostą (a) oraz ich widmo amplitudowe (b)

Na ryc. 3.2 pokazano możliwości odsumowania sygnału pomiarowego z wykorzystaniem dekompozycji POD, a następnie aproksymację sygnału na bazie ograniczonej liczby mód. Chociaż każdy *snapshot* reprezentuje pole w innej fazie (innym stanie), to jego okresowość w połączeniu z analizą korelacyjną wykorzystywaną w algorytmie POD prowadzi do redukcji szumu na drodze uśredniania zgodnie z liczbą użytych *snapshotów*.

W zaprezentowanym przykładzie użycie 110 *snapshotów* prowadzi do redukcji szumu w aproksymowanym sygnale o 17 dB, co jest zgodne z zależnością ukazującą poprawę stosunku sygnału do szumu S/N w wyniku N-krotnego uśredniania [133]:



Ryc. 3.2. Odszumianie sygnału z wykorzystaniem POD. Fala akustyczna zarejestrowana ze stosunkiem sygnału użytecznego do szumu $S/N = 0$ dB (symulacja) (a).

Sygnał zrekonstruowany na podstawie dwóch pierwszych mód POD ze stosunkiem sygnału do szumu $S/N = 17$ dB (b)

$$S/N_{OUT} = \sqrt{N} \cdot S/N_{IN} \quad (3.3.1)$$

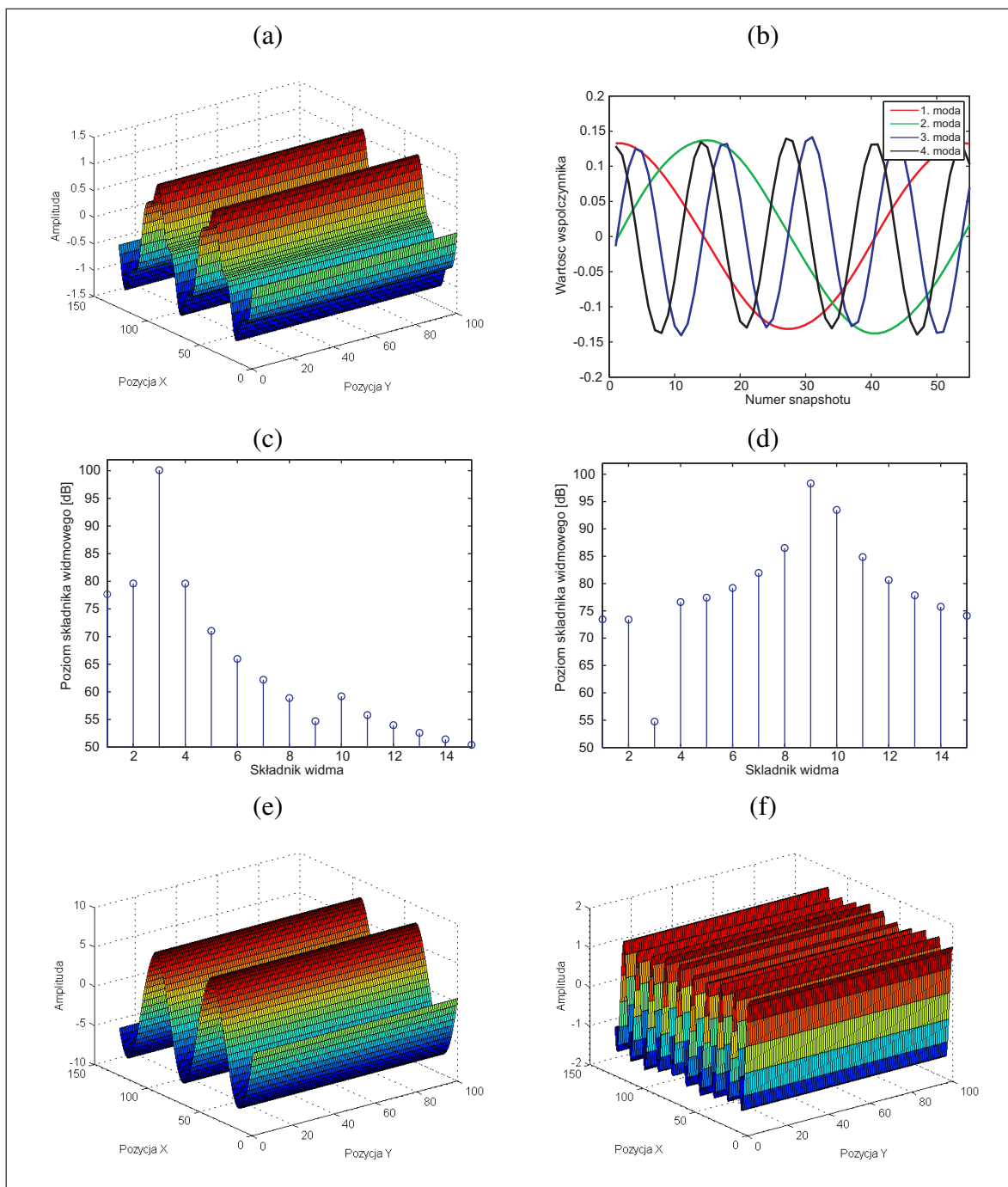
Redukcję poziomu szumu RS w skali decybelowej w wyniku zastosowania do N *snapshotów* opisanej wyżej dekompozycji POD można zapisać jako:

$$RS = 3(\log_2 N - 1) \quad (3.3.2)$$

3.3.2. POD przepływów fali płaskiej złożonych z dwóch tonów

W dalszym ciągu rozważań sprawdzimy, w jaki sposób w porównaniu z tradycyjną dekompozycją fourierowską dokonywana jest dekompozycja POD fal złożonych. W tym celu przeprowadzono eksperyment, którego wyniki pokazano na ryc. 3.3. Analizie POD poddano falę płaską złożoną z dwóch tonów prostych, których amplitudy różniły się znacznie: 14 dB (5-krotnie). Taka duża różnica w energii tonów składowych okazała się wystarczająca, aby dekompozycja POD dokładnie odpowiadała składowi tonalnemu (czyli charakterystyce widmowej) fali. Na ryc. 3.3b widzimy mody czasowe w formie dwóch par sygnałów sinusoidalnych przesuniętych względem siebie o $\frac{\pi}{2}$ i z odpowiednim stosunkiem częstotliwości. Widma pierwszej i trzeciej mody czasowej pokazane na ryc. 3.3c i 3.3d posiadają po jednym dominującym prążku, a różnica poziomów między prążkiem dominującym a odpowiadającym za częstotliwość drugiej mody wynosi ponad 40 dB (różnica między składnikiem nr 3 i 9). Mody przestrzenne pokazane na ryc. 3.3e i 3.3f reprezentują fale proste o odpowied-

nich częstotliwościach. Wynika stąd, że w prezentowanym przypadku analiza POD daje wyniki w pełni zbieżne z klasyczną widmową analizą fourierowską.



Ryc. 3.3. Przestrzenny obraz złożonej biegnącej fali płaskiej (dwie harmoniczne, $\frac{f_g}{f_d} = 4$ i $\frac{amp_d}{amp_g} = 5$) (a) oraz czasowe mody POD reprezentujące tę falę (b). Mody czasowe kumulują energię zgromadzoną w oddzielnych składnikach widma – widmo 1. mody POD (c), widmo 3. mody POD (d). Mody przestrzenne reprezentują składowe fale proste – 1. moda przestrzenna POD (e), 3. moda przestrzenna POD (f)

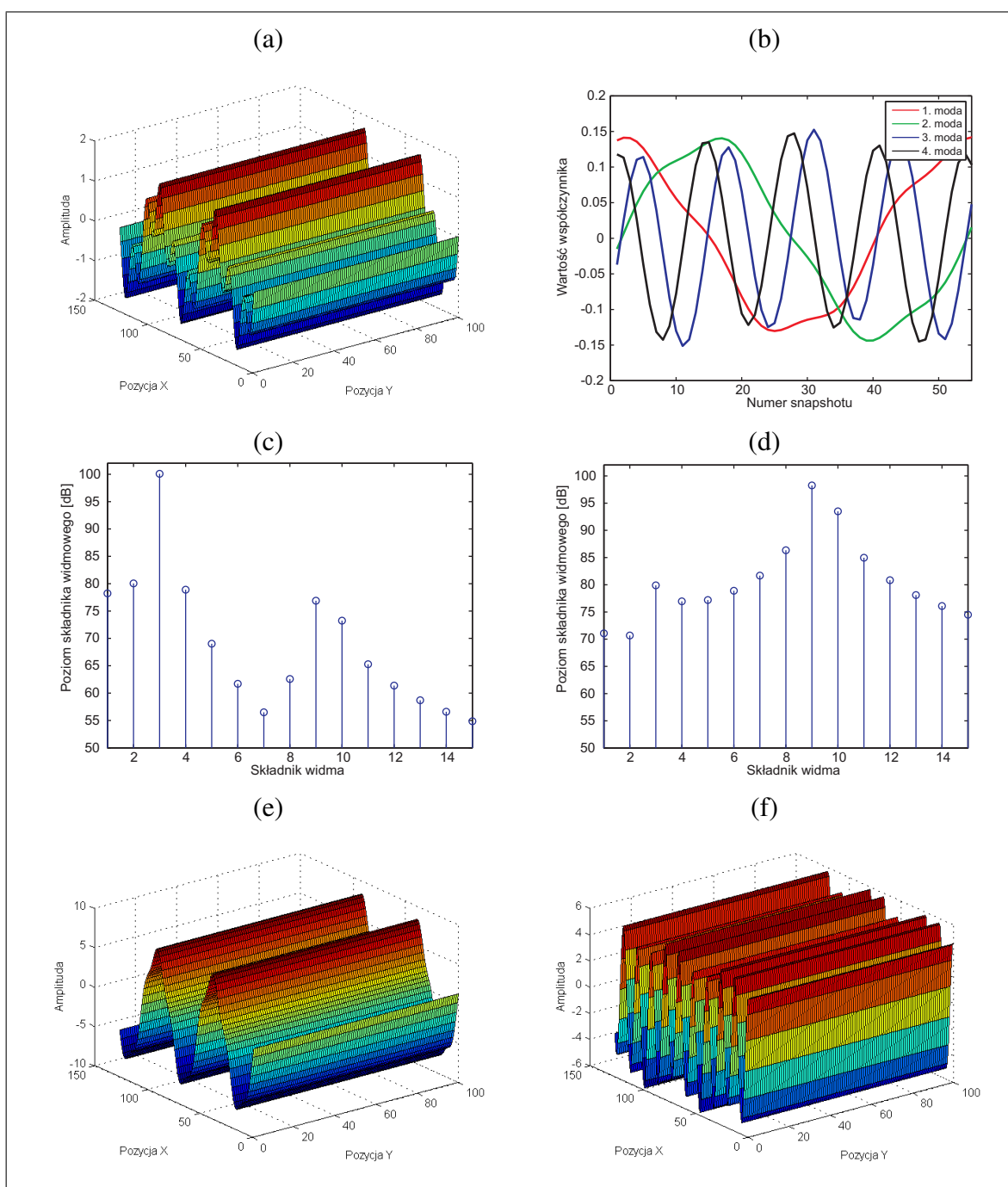
Jeśli różnica energii między harmonicznymi zmniejsza się, w poszczególnych modach POD zaczynają być widoczne oba składniki harmoniczne – można to nazwać *przeciekaniem harmonicznymi*. Mody POD przestają mieć

postać funkcji bazowych przekształcenia Fouriera. Na ryc. 3.4 widzimy wyniki analizy POD fali biegnącej złożonej jak poprzednio z dwóch harmonicznym, których różnica amplitud jest stosunkowo nieduża: 3 dB (stosunek amplitud wynosi 0,707). Okazuje się, że taka różnica amplitud jest zbyt mała, aby analiza POD przyporządkowała składowe drgania harmoniczne do oddzielnych mód. Na ryc. 3.4b widzimy mody czasowe, których przebieg ma zniekształconą formę sinusoidalną. Szczególnie pierwsze dwie mody są wyraźnie zniekształcone. W widmach pierwszej i trzeciej mody pokazanych na ryc. 3.3c i 3.3d oba składniki harmoniczne występują, a różnica poziomów w pojedynczym widmie nie przekracza 20 dB (różnica między składnikiem 3 i 9). Mody przestrzenne pokazane na ryc. 3.3e i 3.3f są również falami złożonymi. Oznacza to, że analiza POD ma zdolność wydzielania harmonicznym, lecz zdolność ta jest ograniczona ze względu na skończoną rozdzielczość energetyczną. Warto też zauważyć, że mimo coraz silniejszego przecieku widma i „nieidealności” dekompozycji w ujęciu fourierowskim wynikowe mody POD ciągle zachowują wzajemną ortogonalność. Obliczany iloczyn skalarny z dokładnością do błędów numerycznych ciągle wynosi zero.

Aby oszacować rozdzielczość energetyczną POD dla fal o dwóch składowym harmonicznym, obliczano wynikowe różnice w widmach poszczególnym mód między składnikami odpowiedzialnym za poszczególne harmoniczne dla fal, w których amplitudy harmonicznym składowym zmieniano co 1 dB w zakresie od 0 dB (takie same amplitudy) do -20 dB (stosunek amplitud wynosił 10). Dla analizowanej mody czasowej POD obliczaną różnicę można zdefiniować jako:

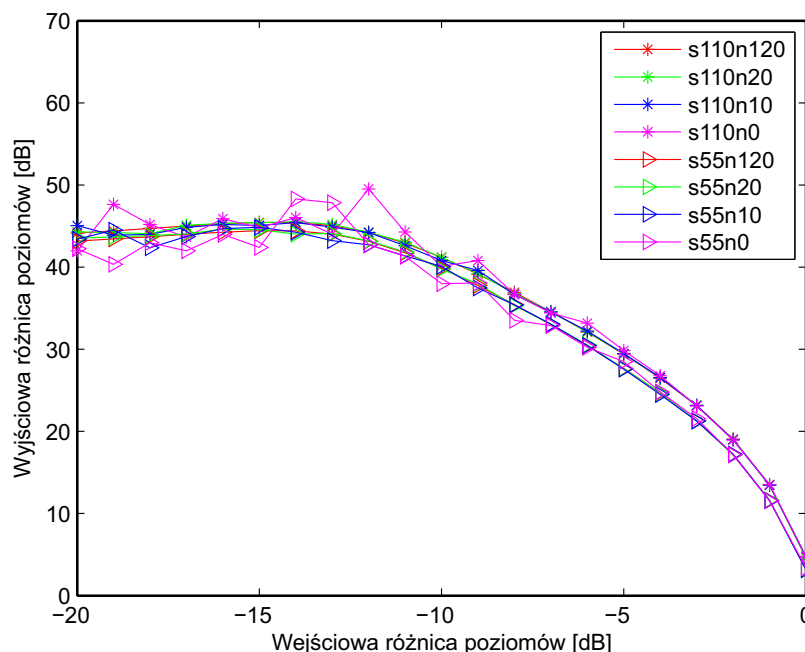
$$\Delta_{(f-4f)_{modX}} = L_{f_{modX}} - L_{4f_{modX}} \quad (3.3.3)$$

W eksperymencie zbadano dodatkowo wpływ obecności szumów oraz liczby analizowanych *snapshotów*. Stosunek sygnału do szumu S/N mógł wynosić -120 dB (brak szumu), -20 dB, -10 dB i 0 dB, a liczba *snapshotów* mogła wynosić 55 lub 100. Na ryc. 3.5 pokazano przebieg zmian wartości różnicy poziomów prążków składowym w pierwszej modzie czasowej POD. Jak widać, poszczególne krzywe wyznaczone dla różnych wartości parametrów (poziom szumów i liczba *snapshotów* wziętych do obliczeń) są zbliżone, a ich nachylenie zmienia się w dwóch rejonach: dla wejściowej różnicy poziomów sygnałów składowym wynoszącej -3 dB i -12 dB. Ogólnie na taki przebieg nie ma wpływu poziom szumów ani liczba *snapshotów*. Tylko w przypadku najgorszego stosunku sygnału do szumu wynoszącego 0 dB krzywa jest silnie zakłócona (kolor magenta na ryc. 3.5). Na ryc. 3.6 pokazano przebieg zmian warto-



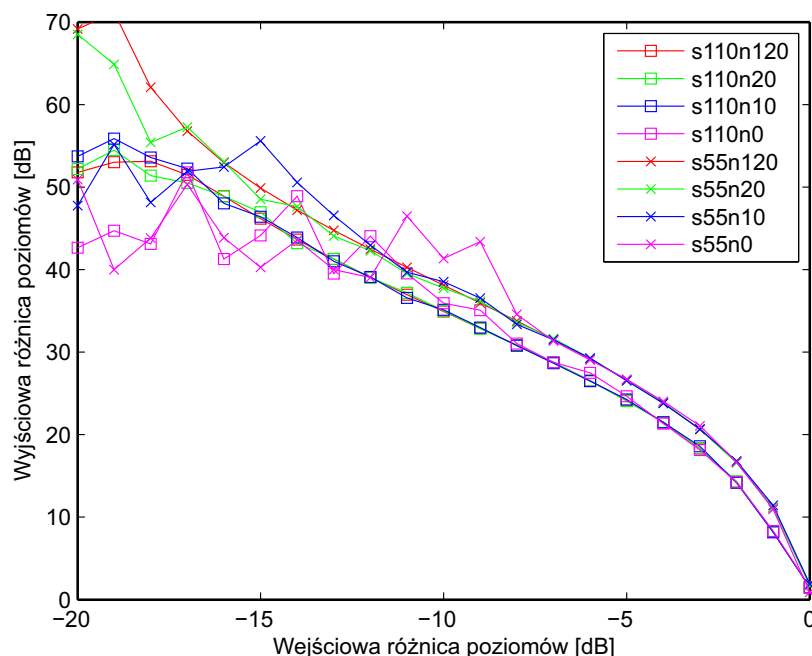
Ryc. 3.4. Przestrzenny obraz złożonej biegnącej fali płaskiej (dwie harmoniczne, $\frac{f_g}{f_d} = 4$ i $\frac{amp_d}{amp_g} = \sqrt{2}$) (a) oraz czasowe mody POD reprezentujące tę falę (b). Mody czasowe kumulują energię zgromadzoną w obu składnikach widma – widmo 1. mody POD (c), widmo 3. mody POD (d). Mody przestrzenne reprezentują biegnące fale złożone – 1. moda przestrzenna POD (e), 3. moda przestrzenna POD (f)

ści różnicy poziomów prążków składowych w trzeciej modzie czasowej POD. Jak widać, poszczególne krzywe wyznaczone dla różnych wartości parametrów (poziom szumów i liczba snapshotów wziętych do obliczeń) są znów zbliżone, a ich nachylenie zmienia się w dwóch rejonach: dla wejściowej różnicy poziomów sygnałów składowych wynoszącej -3 dB i -19 dB. Znowu na taki prze-



Ryc. 3.5. Różnice poziomów prążków składowych w pierwszej modzie czasowej POD

bieg nie ma wpływu poziom szumów ani liczba *snapshotów*. Tylko w przypadku najgorszego stosunku sygnału do szumu wynoszącego 0 dB krzywa jest silnie zakłócona (kolor magenta na ryc. 3.6). Z porównania powyższych rysun-



Ryc. 3.6. Różnice poziomów prążków składowych w trzeciej modzie czasowej POD

ków można wywnioskować, że rozdzielczość energia-częstotliwość w analizie POD rośnie płynnie i osiąga wartości nasycenia na poziomie 40–50 dB. Aby uzyskać separację na poziomie 30 dB, prążki składowe w sygnale wejściowym

muszą być odległe energetycznie o ok. 6 dB. Taką wartość można przyjąć za wartość progową, powyżej której analiza POD jest w stanie przyporządkowywać poszczególne składowe harmoniczne do oddzielnych mód POD bez wyraźnego przeciekania widma między poszczególnymi modami.

Powyższe eksperymenty numeryczne dotyczące właściwości analizy POD można podsumować następująco:

1. Jeśli mierzony sygnał zawiera dyskretne składniki harmoniczne, których różnice amplitudowe nie są mniejsze niż 6 dB, analiza POD daje rezultaty zbliżone z częstotliwościową analizą fourierowską. Mody czasowe mają postać sinusoidalnych funkcji bazowych, a mody przestrzenne można interpretować jako postacie drgań dla poszczególnych częstotliwości.
2. W przypadku mniejszych różnic między amplitudami składników harmonicznych dochodzi do przecieków widma między modami POD i wyniki mimo zachowana ortogonalności dekompozycji trzeba interpretować w inny sposób niż widmową analizę fourierowską.
3. Niezależnie od powyższych właściwości analiza POD może być wykorzystana jako narzędzie odsumiające dane pomiarowe i polepszające stosunek sygnału do szumu S/N. Znając zakres częstotliwości użytecznych w sygnale mierzonym, można dokonać rekonstrukcji sygnału na podstawie jego aproksymacji z ograniczonej liczby mód POD, przy czym stosunek sygnału do szumu zwiększy się o 3 dB przy każdym podwojeniu liczby *snapshotów* użytych w analizie POD.

Zakończenie

Współczesna metrologia akustyczna wykorzystuje w badaniach wektorowego pola akustycznego uniwersalne algorytmy cyfrowego przetwarzania sygnałów, do których zaliczyć należy filtrację cyfrową oraz fourierowską analizę widmową. Przy syntezie algorytmów opartych na tych metodach należy pamiętać o obowiązujących normach, aby zachować zgodność metrologiczną między różnymi systemami przetwarzania danych pomiarowych. Ważnym zagadnieniem, szczególnie w aeroakustyce, są energetyczne metody dekompozycji. Przykładem takiej metody jest analiza POD, która zostanie w dalszej części pracy wykorzystana do dekompozycji pola prędkości w obszarze generacji wektorowego pola akustycznego przez przepływ zaburzony.

ZAUTOMATYZOWANA ANALIZA WEKTOROWEGO POLA AKUSTYCZNEGO Z WYKORZYSTANIEM SONDY NATĘŻENIOWEJ

Wprowadzenie

Choć pojęcie natężenia dźwięku wprowadził do nowoczesnej akustyki Lord Rayleigh w swoim dziele *The Theory of Sound* w roku 1878 [106], to dopiero 99 lat później niezależne prace F.J. Fahy’ego oraz J.Y. Chunga [16, 31] doprowadziły do stworzenia przetwornika i komercyjnego cyfrowego systemu pomiaru natężenia dźwięku z użyciem sondy p-p oraz dwukanałowego cyfrowego analizatora sygnałów wykorzystującego szybkie przekształcenie Fouriera. Od początku lat 90. XX w. metoda weszła do powszechnej praktyki i jej stosowanie ujęto w ramy norm międzynarodowych. Wykorzystuje się ją powszechnie do wyznaczania mocy akustycznej źródeł oraz lokalizacji źródeł akustycznych w złożonych systemach maszynowych, wizualizacji pól akustycznych, wyznaczania izolacyjności przegród oraz wyznaczania efektywności promieniowania struktur drgających. Podstawową zaletą metod natężeniowych jest możliwość ich stosowania w miejscu zainstalowania maszyny (tzw. *in situ*). Moc akustyczna źródeł może być mierzona bez konieczności korzystania z laboratoriów akustycznych w rodzaju komór bezechowych czy komór rewerberacyjnych. Jak wspomniano wcześniej, wielkościami wektorowymi w opisie pola akustycznego są *prędkość akustyczna* oraz *natężenie dźwięku*. Wartość informacyjna pomiaru natężenia dźwięku została dostrzeżona już na początku XX w. [17, 92, 115], a w latach 70. ubiegłego stulecia postęp technologiczny umożliwił zbudowanie sondy natężeniowej i przeprowadzanie pomiarów natężenia dźwięku w ośrodkach gazowych [16, 31]. Na podstawie pomiaru natężenia dźwięku możemy uzyskiwać informacje o mocy akustycznej źródeł, identyfikować i opisywać źródła hałasu występujące w otoczeniu, mierzyć straty energii akustycznej w przeszkodach, identyfikować drogi rozprzestrzeniania się dźwięku itp. [30, 137].

Obecnie w zastosowaniach przemysłowych stosowane są co najmniej trzy metody pomiaru natężenia dźwięku. Każda z nich wykorzystuje tzw. sondę na-

tężeniową, czyli zintegrowany przetwornik umożliwiający jednoczesny pomiar ciśnienia akustycznego i prędkości akustycznej.

4.1. Współczesne metody pomiaru natężenia dźwięku

4.1.1. Sonda natężeniowa p-p

Sonda *p-p* (*pressure-pressure*) to dwumikrofonowa sonda wykorzystująca wyłącznie mikrofony mierzące ciśnienie. Sonda kierunkowa składa się z dwóch mikrofonów ustawionych zazwyczaj czołowo w jednej linii w pewnej odległości od siebie. Na podstawie pomiaru ciśnienia akustycznego w dwóch punktach przestrzeni wyznaczana jest uśredniona wartość ciśnienia oraz gradient ciśnienia stosowany do wyznaczenia prędkości akustycznej. Wykorzystując przybliżoną liniową zależność prędkości akustycznej od gradientu ciśnienia, wyznacza się wartość składowej wektora natężenia dźwięku. Z drugiej zasady dynamiki Newtona mamy:

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \quad (4.1.1)$$

Stąd składowe wektora prędkości o początku umieszczonym w środku odległości między mikrofonami w kierunkach $i = x, y, z$ wynoszą:

$$u_i(t) = -\frac{1}{\rho_0} \int_{-\infty}^t \frac{\partial p(\tau)}{\partial x_i} d\tau \quad (4.1.2)$$

Równanie (4.1.2) można aproksymować zależnością:

$$u_i(t) \approx -\frac{1}{\rho_0 d} \int_{-\infty}^t (p_1(\tau) - p_2(\tau)) d\tau, \quad (4.1.3)$$

gdzie ciśnienia p_1 i p_2 są mierzone odpowiednio przez dwa identyczne mikrofony, których środki akustyczne są oddalone od siebie o odległość d .

Ciśnienie w środku odległości między mikrofonami aproksymuje się jako średnia arytmetyczna sygnałów p_1 i p_2 . Stąd ostatecznie wartość chwilowa składowej wektora natężenia w kierunku $i = x, y, z$ wynosi:

$$I_i(t) \approx -\frac{1}{2\rho_0 d} (p_1(t) + p_2(t)) \int_{-\infty}^t (p_1(\tau) - p_2(\tau)) d\tau \quad (4.1.4)$$

Wzór 4.1.4 stanowi podstawę wyznaczania natężenia dźwięku w przypadku pól niestacjonarnych oraz pobudzeń impulsowych. Dla pól stacjonarnych obliczenia można prowadzić w dziedzinie częstotliwości. Rozkład częstotliwościowy natężenia dźwięku można wyznaczyć na podstawie sygnału gradientu ciśnień p_1 i p_2 zgodnie ze wzorem:

$$I_i(\omega) = -\frac{1}{\rho_0 \omega d} \text{Im} \{G_{p_1 p_2}(\omega)\}, \quad (4.1.5)$$

gdzie $G_{p_1 p_2}(\omega)$ jest widmową gęstością korelacji wzajemnej sygnałów p_1 i p_2 .

Integracja w jednej konstrukcji trzech par mikrofonów ustawionych wzajemnie prostopadle tworzy sondę 3D.

Jednym z głównych czynników wpływających na dokładność pomiaru za pomocą sondy dwumikrofonowej p-p jest stopień dopasowania charakterystyk amplitudowo-fazowych mikrofonów wchodzących w jej skład. W przypadku rzeczywistych przetworników nie można nigdy uzyskać ich całkowitej identyczności (szczególnie fazowej). Aby w obiektywny sposób określać stopień niedopasowania mikrofonów, wprowadzono parametr zwany *indeksem PI* [37]. Obecnie istnieje co najmniej kilka sposobów kompensacji niedopasowania mikrofonów w sondzie. Opierają się one bądź na kilkukrotnych pomiarach sondą, w której kolejno zamienia się mikrofony miejscami, bądź na złożonej procedurze kalibracyjnej, dzięki której można oszacować wielkość wprowadzanego błędu, który następnie jest uwzględniany w wyliczeniach wartości natężenia. Przykładowo firma Brüel & Kjær w przypadku sondy p-p typ 4197 osiąga dopasowanie fazowe pary mikrofonów 1-calowych na poziomie $0,05^\circ$ w zakresie częstotliwości od 20 Hz do 250 Hz oraz co najmniej $(f/5000)^\circ$ dla wyższych częstotliwości f . Dopasowanie na tym poziomie uzyskuje się dzięki zastosowaniu w mikrofonach zintegrowanych korektorów fazy. Znormalizowana częstotliwościowa charakterystyka amplitudowa różni się dla tych mikrofonów nie więcej niż 0,2 dB dla częstotliwości do 1 kHz i nie więcej niż 0,4 dB dla częstotliwości do 7 kHz. W karcie katalogowej firmy G.R.A.S. dla pary mikrofonów do sondy typ 50AI można znaleźć wartość gwarantowanego indeksu PI na poziomie 29 dB, co oznacza różnicę faz nie większą niż $0,02^\circ$ dla częstotliwości 700 Hz.

Inną niedogodnością stosowania sond p-p jest konieczność zmiany odległości między mikrofonami w zależności od zakresu mierzonych częstotliwości. Związane jest to z zależnością błędów aproksymacji (wzór 4.1.3) od długości fali λ . Trzeba również pamiętać o tym, że akustyczny środek między mikrofonami również zależy od częstotliwości.

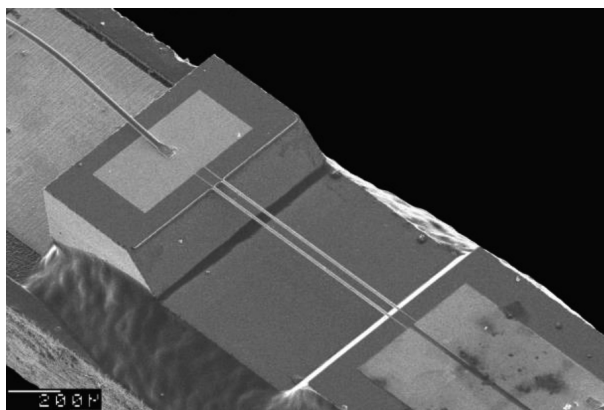
4.1.2. Sonda natężeniowa p-u z anemometrycznym przetwornikiem ultradźwiękowym

Sondy p-u (*ciśnienie-prędkość*) wykorzystują do wyznaczenia natężenia dźwięku dwa rodzaje przetworników: mikrofon pojemnościowy do pomiaru ciśnienia oraz inny przetwornik do pomiaru prędkości akustycznej. Chociaż ciśnienie akustyczne oraz prędkość akustyczna mogą być wyrażone jako funkcje potencjału pola akustycznego, to zastosowanie w analizach pól rzeczywistych właściwości potencjału akustycznego (abstrakcyjna zależność matematyczna) jest na poziomie dzisiejszej wiedzy dość dyskusyjne. Obecne metody badawcze traktują pole akustyczne jako zjawisko energetyczne o cechach wektorowych. W opisywanej sondzie do pomiaru prędkości akustycznej służy anemometryczny przetwornik ultradźwiękowy.

Podobnie jak w przypadku sond p-p, w zależności od potrzeb, dostępne są sondy p-u do wyznaczania tylko jednej składowej przestrzennej wektora $\mathbf{I}$, czyli I_i (tzw. sondy 1D), lub sondy do wyznaczania wszystkich trzech składowych $\vec{I} = \vec{I}_x + \vec{I}_y + \vec{I}_z$ (sondy 3-D).

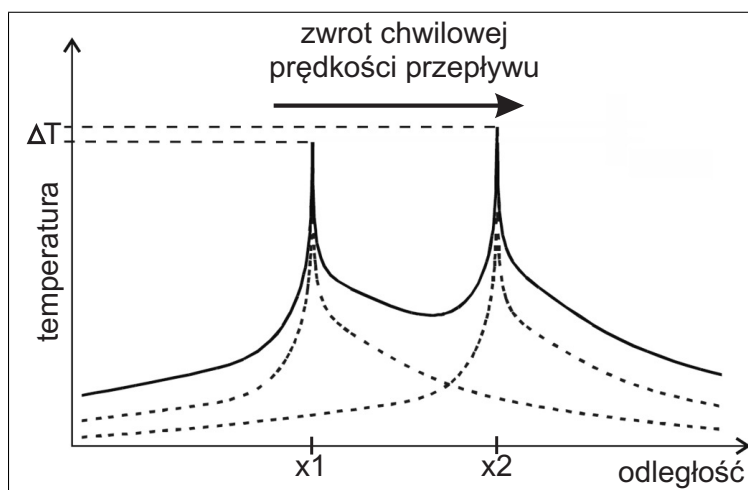
4.1.3. Sonda natężeniowa p-u z anemometrycznymi przetwornikiem o gorących drutach

Współczesny przetwornik anemometryczny z gorącym drutem wykorzystywany w sondach natężeniowych jest miniaturowym czujnikiem typu MEMS (*micro electro-mechanical system*) i posiada dwa cienkie druciki platynowe, przez który płynie prąd stały rozgrzewający je do temperatury ok. 200–300°C [21]. W zależności od stopnia miniaturyzacji mogą to być druty platynowe, tytanowe lub włókna o średnicach rzędu mikrometrów wykonane z azotku krzemu pokryte platyną. Przykładowe rozwiązanie takiego czujnika stosowane przez firmę Microflown Technologies pokazano na ryc. 4.1. Widoczne druty rozpięte między dwoma wspornikami z azotku krzemu mają średnicę ok. 40 μm, są oddalone od siebie również o ok. 40 μm i mają długość 0,8 mm. Ruchy powietrza wokół drutów związane z propagacją fali akustycznej powodują zaburzenie statycznego pola temperatur, co pokazano na ryc. 4.2. W wyniku przepływu ośrodka ulega zachwianiu bilans cieplny obu drutów (jeden zostaje chłodzony, a drugi dodatkowo podgrzewany), co zmienia wartość rezystancji elektrycznej obu drutów. Zmiana ta jest proporcjonalna do prędkości przepływu medium w kierunku prostopadłym do przestrzennego przebiegu drutów. Różnica rezystancji prowadzi do powstania napięciowego sygnału różnicowego, który w szerokim zakresie częstotliwości (dla czujnika Microflown to



Ryc. 4.1. Miniaturowy przetwornik anemometryczny MEMS do pomiaru jednej składowej prędkości akustycznej

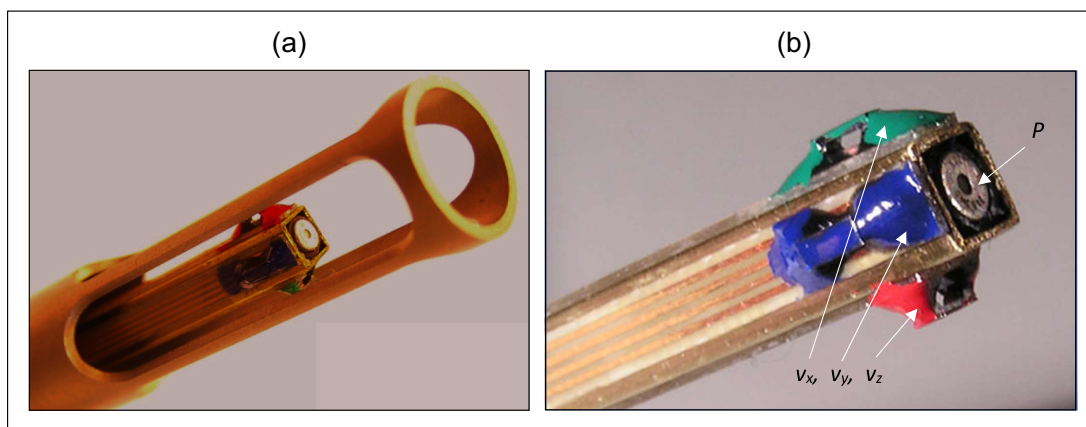
zakres od 0 do 10 kHz) jest proporcjonalny do prędkości akustycznej. Sygnał ten jest następnie wzmacniany w układzie elektronicznym kondycjonera.



Ryc. 4.2. Rozkład temperatury wokół czujnika anemometrycznego z dwoma gorącymi drutami. Zaburzenie stacjonarnego pola temperatury przez falę akustyczną powoduje powstanie różnicy temperatur obu platynowych przewodników

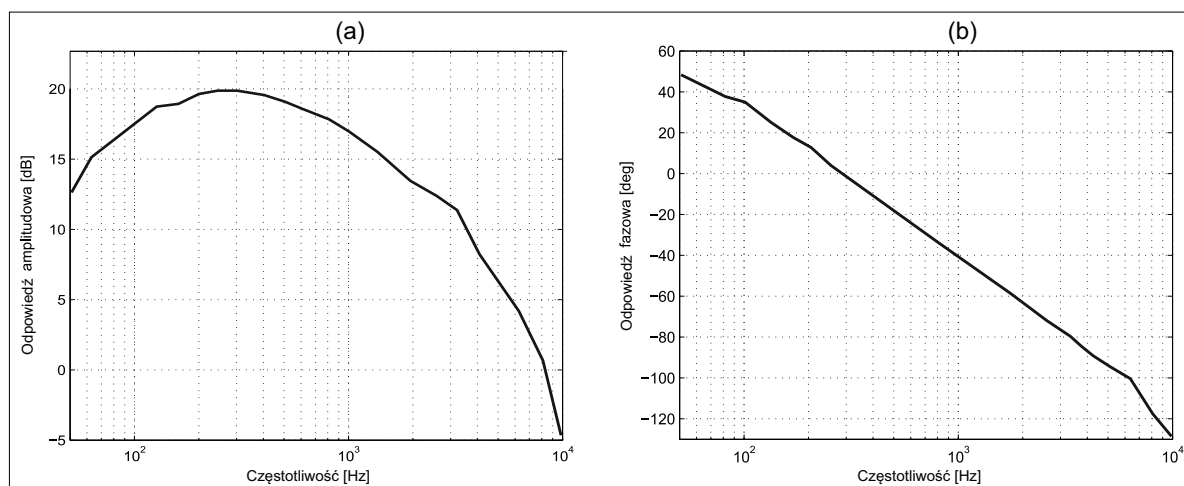
Sonda natężeniowa firmy Microflown Technologies jest zintegrowanym czujnikiem wykorzystującym do pomiaru ciśnienia akustycznego miniaturowy pojemnościowy mikrofon pomiarowy o średnicy 1/10", a do pomiaru prędkości akustycznej trzy rozmieszczone ortogonalnie przetworniki korzystające z techniki anemometrii z gorącymi drutami opisanej wyżej. Pokazano ją na ryc. 4.3.

Aby uzyskać zmienną w czasie składową natężenia dźwięku zgodną z osią sondy, sygnały wyjściowe z sondy zawierającej przetwornik ciśnieniowy i prędkościowy są ze sobą wymnażane. Aby zapewnić prawidłowy pomiar w szerokim zakresie częstotliwości, charakterystyki amplitudowe przetwornika ciśnieniowego i prędkościowego powinny być maksymalnie płaskie, a różnica w charakterystykach fazowych obu rodzajów przetworników powinna być mała



Ryc. 4.3. Natężeniowa sonda 3D firmy Microflow Technologies typu USP w obudowie ochronnej 1/2" (a), widok bez obudowy z widocznymi czujnikami anemometrycznymi rozmieszczonymi wzajemnie prostopadle oraz miniaturowym mikrofonem ciśnieniowym o średnicy 1/10" (b)

i mieć stałą wartość. W przypadku przetworników rzeczywistych taka zgodność jest trudna do osiągnięcia (ryc. 4.4), ale w przypadku sondy p-u wymagania co do zgodności charakterystyk fazowych nie są już tak restrykcyjne, jak w przypadku sond p-p. Aby warunek ten był wystarczająco dobrze spełniony, przetworniki kompensuje się dodatkowo na drodze elektronicznej poprzez układ analogowy bądź w fazie postprocessingu poprzez filtrację cyfrową.



Ryc. 4.4. Charakterystyka amplitudowa (a) i fazowa (b) przetwornika prędkości akustycznej w odniesieniu do charakterystyk przetwornika ciśnieniowego w sondzie Microflow

Aby uzyskać wartość chwilowego natężenia dźwięku w danym kierunku osi pomiarowej, sygnał proporcjonalny do ciśnienia jest bezpośrednio wymnażany przez sygnał proporcjonalny do składowej prędkości akustycznej na jednym z wzajemnie prostopadłych kierunków. Sygnał ten jest uśredniany w celu wyznaczenia aktywnej składowej natężenia dźwięku. Częstotliwościowa dekompozycja sygnału może być uzyskana przez identyczną filtrację sygnału ciśnienia

i prędkości przed wymnożeniem lub przez odpowiednią analizę spektralną. Wypadkowy wektor chwilowego natężenia $\mathbf{I}(t)$ może być wyznaczony tylko wtedy, gdy mamy możliwość jednoczesnego pomiaru trzech ortogonalnych składowych prędkości akustycznej. Jednakże jeśli interesuje nas uśredniona wartość wektora w polu stacjonarnym, do budowy wektora wypadkowego można użyć składowych mierzonych sekwencyjnie sondą jednokierunkową.

Pewną wadą opisanej sondy 3D tego rozwiązania jest fakt, że ze względu na możliwe przesterowanie sygnałów poziom mierzonej prędkości akustycznej nie może przekraczać 130 dB, a ciśnienia akustycznego 112 dB. Ponadto mimo jego miniaturowych rozmiarów ($5 \times 5 \times 5$ mm) nie można całkowicie wyeliminować wprowadzania sondy (przeszkody fizycznej) w badane pole akustyczne (szczególnie w zakresie wyższych częstotliwości).

4.2. Analiza dokładności wyznaczania kierunku przepływu energii akustycznej z wykorzystaniem sondy natężeniowej

Wektor wypadkowy wyznaczonego natężenia dźwięku informuje nas o amplitudzie i kierunku przepływu energii w danym punkcie przestrzeni oraz kierunku, w jakim ten przepływ się odbywa. W przypadku przestrzeni 3D kierunek wektora można opisać za pomocą kąta azymutu φ i kąta elewacji θ . Kąty te wyznacza się na podstawie wartości odpowiednich par zmierzonych składowych natężenia dźwięku. W dalszym ciągu rozważań ograniczymy się do kąta azymutu φ na płaszczyźnie XY. Rozważania dla kąta elewacji θ i płaszczyzny YZ są podobne. Kąt azymutu φ wyznacza się z zależności:

$$\varphi = \arctg \left(\frac{I_y}{I_x} \right) \quad (4.2.1)$$

Jeśli składowe wektora natężenia wyrazimy w mierze logarytmicznej, zależność (4.2.1) przybierze postać:

$$\varphi = \arctg \left(10^{\frac{L_y - L_x}{10}} \right) \quad (4.2.2)$$

gdzie L_x i L_y są odpowiednio poziomami składowych natężenia dźwięku w dB.

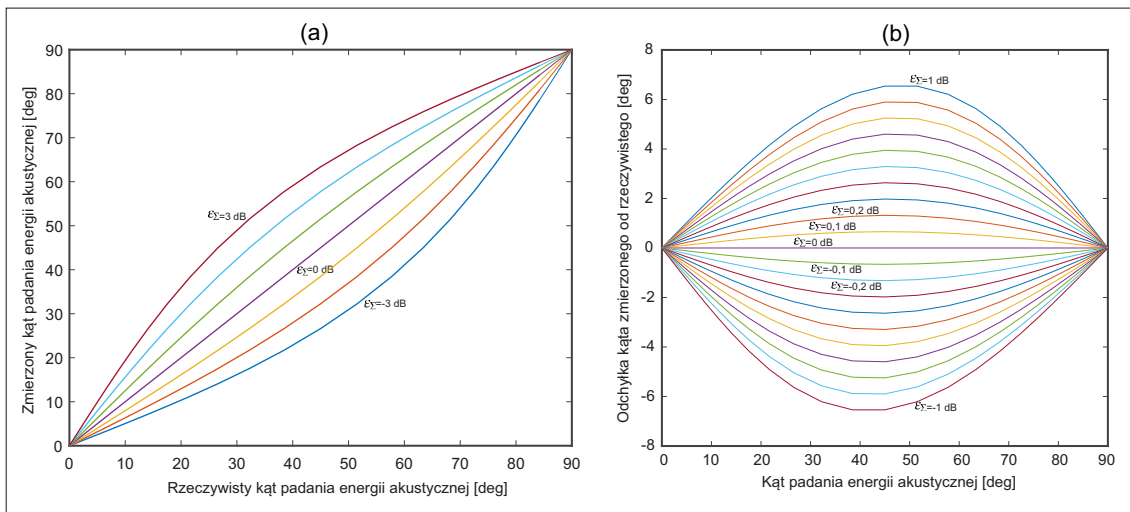
Kierunek wektora wypadkowego zależy od różnicy poziomów ortogonalnych składowych kierunkowych X, Y, Z. Wydawać by się mogło, że jeśli błąd systematyczny ε_i użytych sond jednokierunkowych jest taki sam, to ortogonalny układ 2D (i analogicznie 3D) gwarantuje zerowy błąd wyznaczania kąta, gdyż:

$$\varphi = \arctg \left(10^{\frac{(L_y + \varepsilon_y) - (L_x + \varepsilon_x)}{10}} \right) = \arctg \left(10^{\frac{(L_y - L_x) + (\varepsilon_y - \varepsilon_x)}{10}} \right) \quad (4.2.3)$$

W przypadkach rzeczywistych tak nie jest z co najmniej dwóch powodów. Po pierwsze w układach komercyjnych stosuje się w przypadku sond p-p układ cztero- (2D) lub sześciomikrofonowy (3D), w przypadku sond p-u dwa lub trzy czujniki prędkości akustycznej i mimo kalibracji zawsze spodziewać się należy rozbieżności między wartościami ε_i dla poszczególnych kierunków. Dodatkowo w przypadku sond p-p należy zauważyć, że kąty padania fali dźwiękowej na składowe sondy jednokierunkowe są różne (poza kierunkami $\pm 45^\circ$ i $\pm 135^\circ$), a więc w ogólności wartości ε_i mogą się z tego powodu różnić. Tak więc wartość kąta φ w funkcji różnicy poziomów ΔL_{yx} z uwzględnieniem wypadkowej niezerowej niepewności pomiarowej ε_Σ można zapisać jako:

$$\varphi = \arctg \left(10^{\frac{\Delta L_{yx} + \varepsilon_\Sigma}{10}} \right) \quad (4.2.4)$$

Na ryc. 4.5a pokazano nieliniową zależność wartości zmierzonych kąta przepływu energii akustycznej zgodnie z zależnością (4.2.4) dla wartości ε_Σ od -3 do +3 dB (co 1 dB).



Ryc. 4.5. Nieliniowa zależność wartości zmierzonych kąta przepływu energii akustycznej w funkcji rzeczywistego kąta padania i wartości błędu ε_Σ (a) oraz zależność odchyłki wartości zmierzonej kąta wektora natężenia dźwięku od kąta rzeczywistego i różnych wartości ε_Σ (b)

Ze względu na nieliniowość zależności (4.2.4) obserwujemy zmienną wrażliwości błędu wyznaczania kąta φ w zależności od rzeczywistego kąta padania fali oraz wypadkowej niepewności pomiarowej ε_Σ . Na ryc. 4.5b pokazano odchyłki wartości zmierzonej kąta od kąta rzeczywistego w funkcji tego kąta dla różnych wartości ε_Σ .

Z tego analizy wynikają następujące wnioski:

- największa wrażliwość na błąd pomiaru znajduje się w rejonie kąta 45° , czyli tam, gdzie różnica poziomów ΔL_{yx} jest bliska zeru;
- aby wyniki pomiaru miały maksymalną odchyłkę rzędu 3° , co odpowiada rozdzielczości przestrzennej percepcji kierunku docierania dźwięku przez człowieka, należy parować sondy w poszczególnych kierunkach z dokładnością lepszą od 0,4 dB.

4.3. Zautomatyzowany system do pomiarów akustycznego pola wektorowego na bazie LabView

Podstawowym problemem w wielopunktowych pomiarach pola akustycznego jest ich czasochłonność. Procedura pomiarowa obejmuje fazę akwizycji danych oraz fazę przetwarzania sygnałów. Czas potrzebny na zrealizowanie pierwszej fazy procedury pomiarowej w jednym punkcie przestrzeni pomiarowej obejmuje:

- czas przesunięcia czujnika do nowej pozycji pomiarowej t_{SH} – zależy od wielkości siatki pomiarowej, prędkości przesuwu robota kartezjańskiego oraz optymalizacji trajektorii ruchu czujnika przez kolejne punkty siatki pomiarowej;
- czas ustabilizowania pozycji pomiarowej czujnika związany z drganiami układu pozycjonującego t_{ST} – zależy od prędkości przesuwu robota, sztywności układu mocowania oraz długości wysięgnika, na jakim zamocowana jest sonda;
- czas akwizycji danych t_{AQ} – zależy od żądanej dokładności pomiaru, stosunku sygnału użytecznego do szumu oraz rodzaju sygnału wymuszającego;
- czas zapisu danych do pamięci t_{MEM} – zależy od wielkości zarejestrowanego bufora danych i szybkości transmisji danych na nośnik.

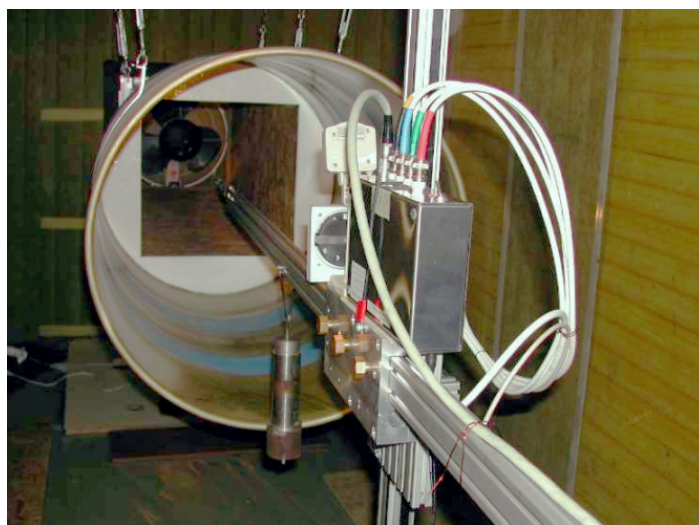
Zatem całkowity czas fazy akwizycji danych wynosi:

$$t_{TOTAL} = N \cdot (t_{SH} + t_{ST} + t_{AQ} + t_{MEM}) + t_{SERV}, \quad (4.3.1)$$

gdzie N – liczba punktów pomiarowych, t_{SERV} – czas dodatkowy związany z inicjalizacją procedury pomiarowej i jej zakończeniem.

Ponieważ liczba N jest związana z drugą lub trzecią potęgą ilorazu wymiaru liniowego przestrzeni pomiarowej i odstępu między punktami, nawet niewielkie skrócenie któregośkolwiek składnika czasowego przynosi znaczny zysk na całkowitym czasie pomiaru. Szybkość i powtarzalność procedury pomiarowej

uzyskano dzięki zastosowaniu robota kartezjańskiego o trzech stopniach swobody (ryc. 4.6).



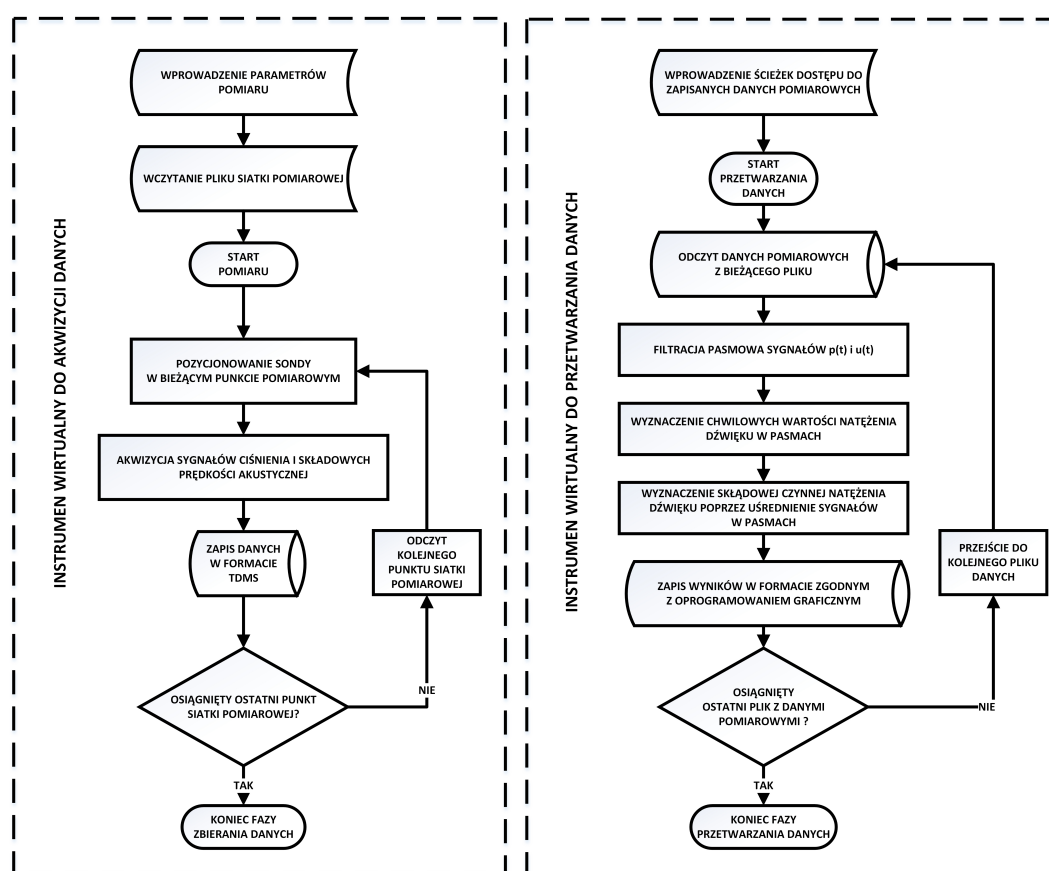
Ryc. 4.6. Stanowisko pomiarowe z robotem kartezjańskim

Robot kartezjański jest urządzeniem, które umożliwia pozycjonowanie czujnika w ściśle określonych miejscach z dokładnością większą niż 1 mm. Jest zbudowany z trzech wzajemnie prostopadle połączonych napędów liniowych zapewniających niezależny przesuw sondy w osiach X, Y i Z. Zastosowanie wysokiej jakości napędów liniowych zapewnia pozycjonowanie charakteryzujące się wysoką dokładnością i powtarzalnością pozycjonowania. W systemach wykorzystywanych przez autora użyto m.in. trzech napędów liniowych o rozdzielczości pozycjonowania 0,5 mm i długości roboczej 1000 mm.

Druga faza procedury pomiarowej, czyli faza przetwarzania danych pomiarowych, ma na celu wyznaczenie widmowego rozkładu składowej czynnej natężenia dźwięku w każdym punkcie pomiaru. W pierwszym kroku należy dokonać filtracji zarejestrowanych sygnałów pomiarowych na sygnały pasmowe o określonej szerokości (np. 1/3 lub 1/12 oktawy). Następnie dla każdego pasma dokonywane jest mnożenie sygnału ciśnienia i odpowiedniej składowej prędkości. W wyniku tej operacji dostępne są trzy składowe przestrzenne wartości chwilowych natężenia dźwięku w danym paśmie. Wartości średnie (składowe stałe) tych sygnałów są poszukiwanymi składowymi przestrzennymi mierzonego wektora natężenia dźwięku. W następnym kroku należy obliczyć moduł wektora i wyrazić go w skali logarytmicznej oraz wyznaczyć jego orientację przestrzenną (kąty azymutu i elewacji). Przeprowadzenie powyższych operacji dla wszystkich pasm i wszystkich zadanych punktów pomiarowych umożliwia ostateczną przestrzenno-częstotliwościową reprezentację danych pomiarowych.

Przy dużej liczbie pasm analizy oraz dużej liczbie punktów pomiarowych faza ta jest również czasochłonna i wymaga odpowiednio dużej mocy jednostki obliczeniowej.

Pełną automatyzację procedury pomiarowej zapewniła integracja systemu w środowisku LabVIEW. Ze względu na optymalizację zasobów koniecznych do realizacji fazy akwizycji i przetwarzania procedurę pomiarową obsługują dwa wirtualne przyrządy pomiarowe. Zadania całego systemu i ich podział między dwa instrumenty wirtualne (VI) pokazano na ryc. 4.7.



Ryc. 4.7. Struktura oprogramowania LabView zautomatyzowanego systemu akwizycji i przetwarzania

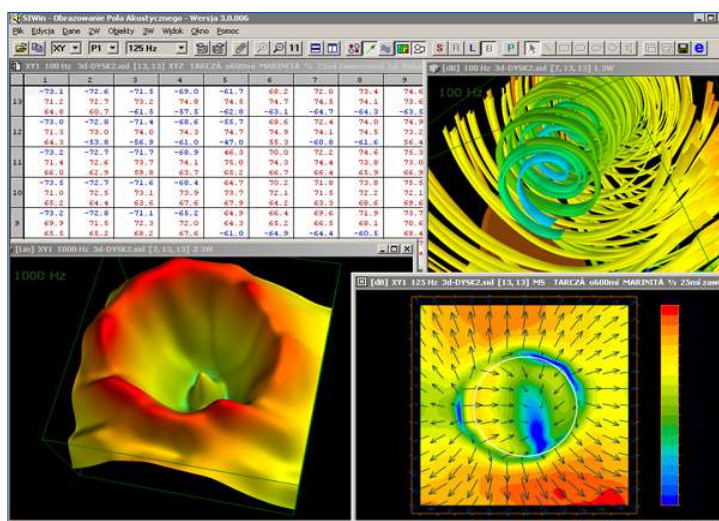
W pierwszym przyrządzie odpowiedzialnym za akwizycję wbudowane są algorytmy do pozycjonowania sondy za pomocą robota sterowanego interfejsem szeregowym oraz akwizycji danych za pomocą wielokanałowej karty DAQ. Na podstawie pliku siatki punktów pomiarowych generowane są odpowiednie rozkazy ruchów względnych i wysyłane do sterownika napędów liniowych robota kartezyjańskiego.

Opisany wyżej system znalazł zastosowanie w bieżących badaniach naukowych. Wyniki kilku z nich przedstawiono w dalszej części pracy. Był również podstawą podjęcia się wykonania pomiarów terenowych w ramach międzynaro-

dowego projektu badawczego Exillence we współpracy z Uniwersytetem Technicznym Delft w Holandii.

4.4. SIWin – narzędzie programowe do obróbki danych

Energetyczne obrazy rozkładu pól akustycznych poddane dekompozycji częstotliwościowej z wykorzystaniem filtracji pasmowej połączone z graficznym przedstawieniem rozptyłu strumienia energii akustycznej pochodzące z bezpośrednich pomiarów natężenia dźwięku (*sound intensity*, SI) są nowoczesnym elementem metrologii akustycznej. Pojawienie się technicznych możliwości pomiaru wektora natężenia dźwięku rozłożonego w przestrzeni trójwymiarowej wymagało opracowania właściwej formy graficznej prezentacji wyników badań. Najważniejszym zagadnieniem do rozwiązania w badaniach rozkładu akustycznych zjawisk wektorowych jest wybór odpowiednich narzędzi do wizualizacji efektów pomiarów. Wydawałoby się, że na rynku informatycznym łatwo znajdzie się odpowiednie do zaadaptowania programy graficzne spełniające postawione wymagania. W praktyce nie jest to takie proste, bo wiele dostępnych aplikacji nie ma dostatecznie rozbudowanych możliwości obróbki danych do wizualizacji przepływów akustycznych.



Ryc. 4.8. Oprogramowanie *SIWin* do postprocessingu danych pomiarowych i wizualizacji w różnorodnych formach graficznych wektorowego pola akustycznego

W przedstawionych w dalszej części monografii badaniach zjawisk wektorowych w polu akustycznym prowadzonych z wykorzystaniem systemu pomiaru natężenia dźwięku posługiwano się autorskim (S. Weyna) programem pod nazwą *SIWin*. Służy on do postprocessingu danych pomiarowych i wizualizacji w różnorodnych formach graficznych wektorowych parametrów rzeczywistego ruchu falowego (ryc. 4.8).

4.4.1. Ortogonalna dekompozycja częstotliwościowo-przestrzenna akustycznego pola wektorowego

W wyniku kompletnej wielopunktowej procedury pomiaru natężenia dźwięku w prostopadłościennym obszarze pola akustycznego otrzymujemy zbiór danych, który porządkujemy względem numeru punktu pomiarowego, numeru składowej i pasma częstotliwościowego. Zadaniem opracowanej aplikacji *SIWin* jest odczytywanie, przechowywanie i obrazowanie płaskie (2D) i przestrzenne (3D) danych pochodzących z eksperymentalnych badań natężeniowych prowadzonych na modelach i obiektach rzeczywistych. Oprócz wizualizacji dane pomiarowe w postaci cyfrowej służyć mogą do walidacji i weryfikacji obliczeń i symulacji pól jako wyników modelowania numerycznego.

Bezpośrednia prezentacja dyskretnych wartości przestrzennego rozkładu natężenia dźwięku w postaci *chmury wektorów* jest trudna do interpretacji. Podstawowym narzędziem umożliwiającym bardziej przejrzyste i sugestywne obrazowanie wyników pomiarów natężeniowych jest dekompozycja częstotliwościowo-przestrzenna z wykorzystaniem filtracji pasmowej oraz operacji rzutowania składowych przestrzennych wektora natężenia dźwięku na wybrane ortogonalne płaszczyzny pomiarowe. W odniesieniu do badań natężeniowych również bardzo cenna jest możliwość obrazowania przestrzennego rozkładu strumienia energii akustycznej w formie ścieżek (linii natężenia dźwięku) pokazujących drogi, po których energia ta jest przenoszona. Taką formę wizualizacji aplikacja *SIWin* umożliwia zarówno na płaszczyźnie, jak i w przestrzeni 3D.

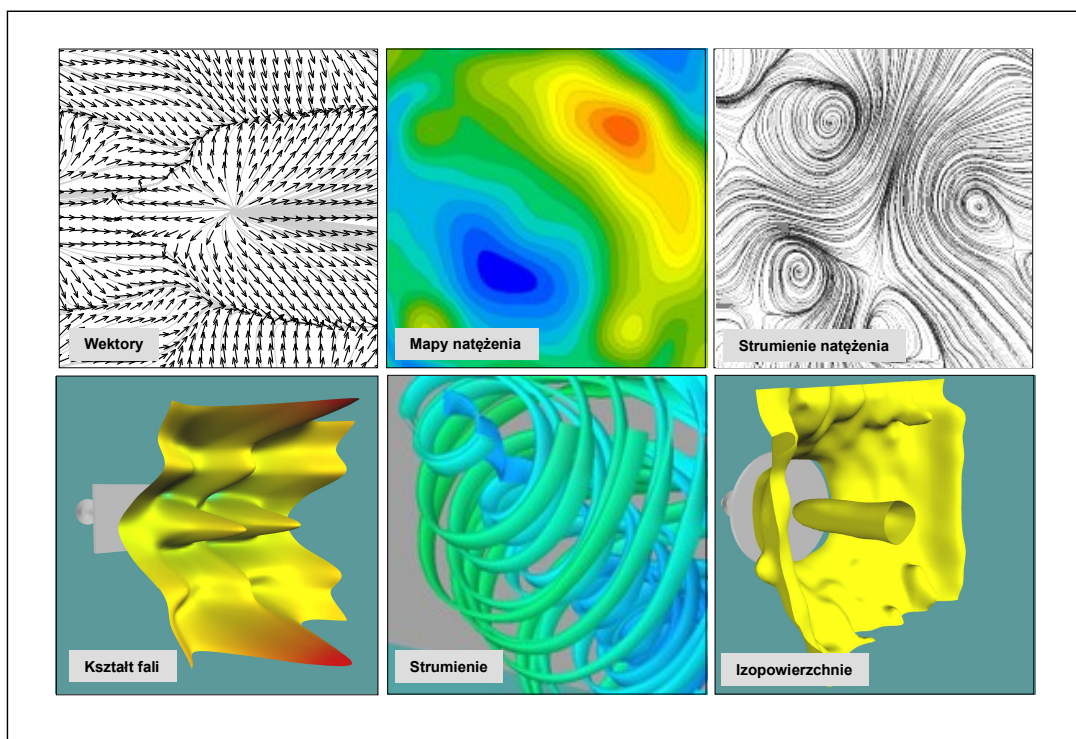
Na ryc. 4.9 przedstawiono sposoby obrazowania wektorowego pola akustycznego oferowane przez *SIWin*. Dostępne są różne opcje obrazowania na płaszczyźnie oraz w przestrzeni 3D w dowolnie wybranym paśmie częstotliwości (pasma tercjowe oraz 1/12 oktawy):

1. *Rozkład wektorów*. Suma dwóch wzajemnie prostopadłych wektorów leżących na wybranej płaszczyźnie pomiarowej, która jest jednoznaczna z rzutem wektora przestrzennego na tę płaszczyznę, jest przedstawiana w formie strzałki o punkcie początkowym leżącym w środku geometrycznym jednostkowego pola pomiarowego oraz kierunku i zwrocie zgodnym z orientacją pola. Zmienne długości strzałek obrazują wartości amplitud składowych natężenia.
2. *Mapa barwna natężenia*. Najbardziej rozpowszechniona forma wizualizacji wielkości skalarnych. W przypadku *SIWin* na danej płaszczyźnie do wyboru mamy wizualizację amplitud rzutu wektora natężenia na tę płaszczyznę, składowej normalnej do tej płaszczyzny lub wartość sumy wszystkich składowych.

3. *Mapa strumieni natężenia*. Bardzo efektywna okazała się metoda obrazowania przepływu akustycznego w formie linii reprezentujących strumień energii akustycznej, po których energia jest w polu transportowana. W każdym punkcie reprezentowanym przez wektor natężenia linie energetyczne są styczne do tego wektora. Wyznaczenie linii strumienia jest szczególnie przydatne w obrazowaniu reakcji fali akustycznej, jakie pojawiają na przeszkodach wprowadzonych w pole przepływu. Można wówczas obrazować reakcje odbicia, załamania i rozproszenia fali.

Powyższe trzy formy wizualizacji mogą być ze sobą dowolnie łączone. W przestrzeni 3D dodatkowo możliwe jest obrazowanie:

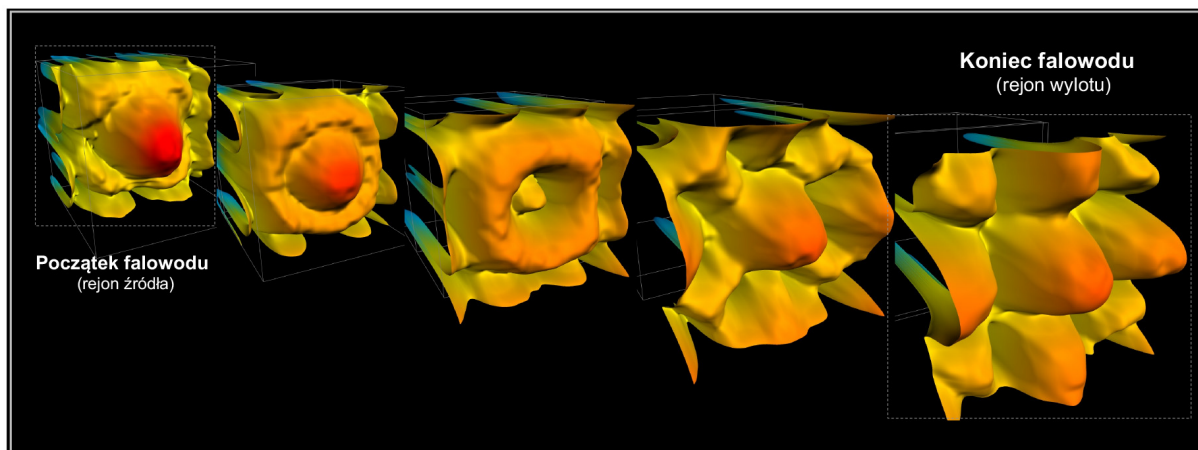
1. *Kształtu fali*, czyli składowej normalnej do danej powierzchni pomiarowej w kształcie powierzchni z dodatkową skalą barwną.
2. *Strumieni natężenia 3D*. Podobnie jak w przypadku wizualizacji na płaszczyźnie strumienie natężenia stanowią wstęgi barwne styczne do rozkładu wektorowego pola natężenia. Barwa koresponduje z wartością natężenia.
3. *Izopowierzchni*, czyli powierzchni łączących punkty o tej samej wartości natężenia dźwięku.



Ryc. 4.9. Metody obrazowania wektorowego pola akustycznego w oprogramowaniu SIWin

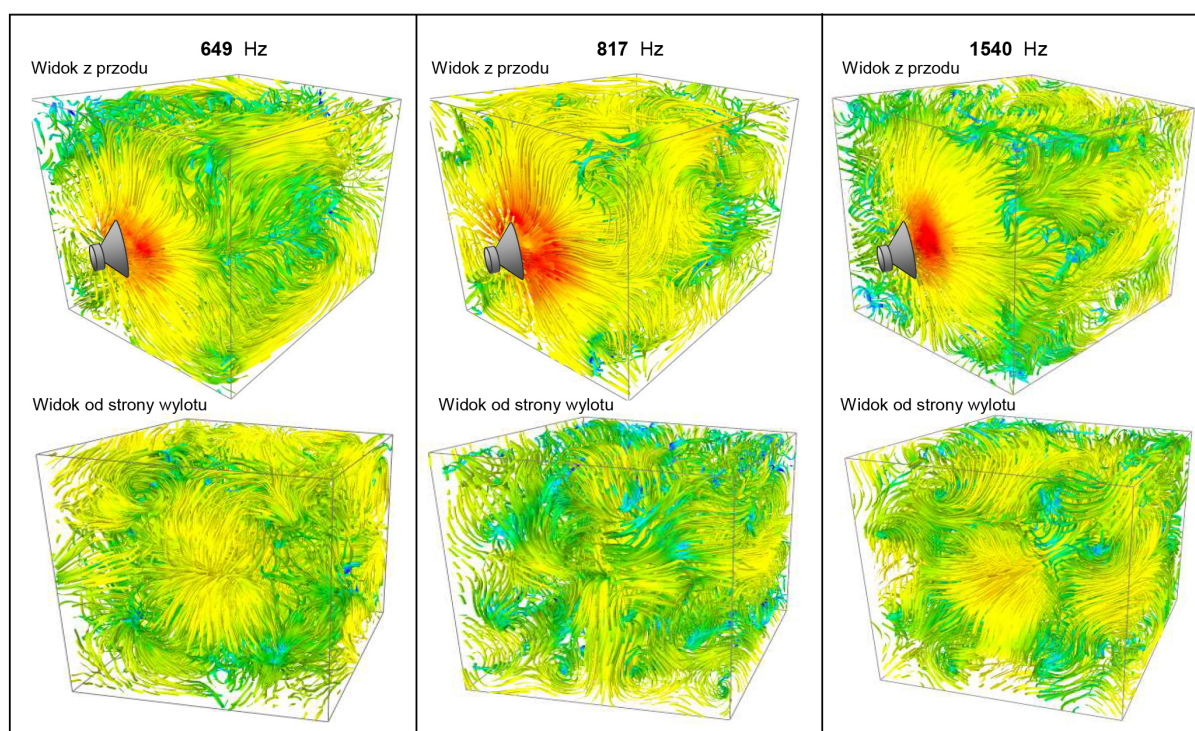
Na ryc. 4.10 pokazano obrazy składowej normalnej pola dla poszczególnych powierzchni pomiarowych ze skalą barwną. Dzięki temu sposobowi obrazowa-

nia można obserwować ewolucję rozkładu składowej normalnej na kolejnych płaszczyznach pomiarowych, kiedy np. zwiększamy odległość od źródła, a na rozkład ma wpływ w coraz większym stopniu otoczenie, w którym energia się rozchodzi. Na bazie sekwencji takich obrazów tworzyć można animacje.



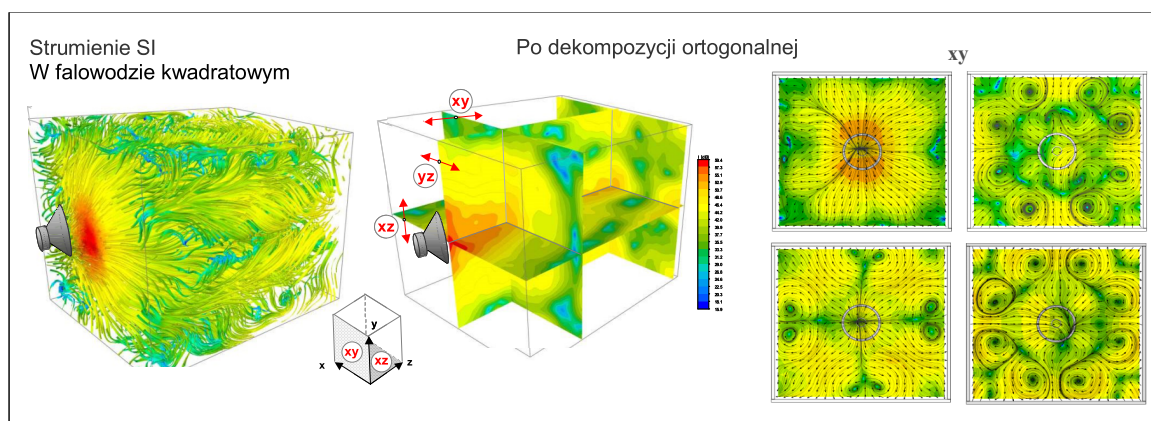
Ryc. 4.10. Wizualizacja ewolucji kształtu fali w zależności od odległości od źródła

Na ryc. 4.11 pokazano możliwości obrazowania pola wektorowego w przestrzeni 3D w postaci strumieni natężenia 3D zdekomponowanych częstotliwościowo. Wyniki obrazowania są bardzo sugestywne, lecz ze względu na dużą złożoność struktury pola obrazy tego typu mogą być nie do końca czytelne.



Ryc. 4.11. Strumienie pola akustycznego w przestrzeni 3D

Na ryc. 4.12 pokazano możliwości obrazowania pola wektorowego na przykładzie falowodów o przekroju kwadratowym i okrągłym. W tym przykładzie połączono kilka metod wizualizacji. Takie połączenie daje bardzo przejrzystą reprezentację wyników, co pozwala na dokładną obserwację wybranych zdarzeń akustycznych. Jest to podstawa właściwej interpretacji naukowej obserwowanych zjawisk.



Ryc. 4.12. Połączenie dekompozycji 3D-2D w celu uzyskania użytecznej wizualizacji złożonych pól wektorowych

Zakończenie

Większość badań rozkładu natężenia dźwięku prezentowanych w dalszych rozdziałach monografii została przeprowadzona z wykorzystaniem opracowanego zautomatyzowanego systemu pomiarowego przedstawionego wyżej.

Wizualizacje zostały opracowane numerycznie i graficznie za pomocą programu *SIWin*, który jest nadal rozwijany w celu wykorzystania danych z badań natężenia do obrazowania efektów wektorowych w przestrzeni trójwymiarowej oraz do prezentacji z zastosowaniem narzędzi multimedialnych wraz z animacją dynamicznych efektów falowych.

5

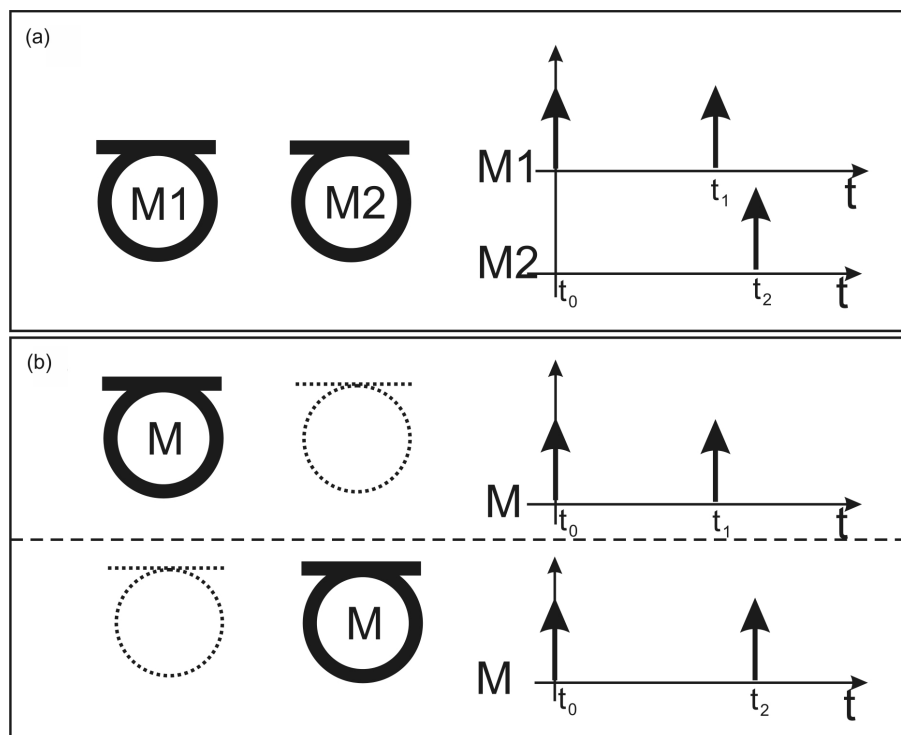
JEDNOMIKROFONOWY SYSTEM DO UPROSZCZONYCH POMIARÓW NATĘŻENIA DŹWIĘKU

Wprowadzenie

Spośród wielu różnych typów sytuacji pomiarowych w akustyce technicznej można wyróżnić klasę pomiarów, w której badany jest rozkład natężenia dźwięku w pewnej przestrzeni jako odpowiedź układu rzeczywistego na wymuszenie pochodzące ze znanego, powtarzalnego źródła. Jeśli podczas trwania całego pomiaru parametry fizyczne badanego układu można uznać za niezmiennie w czasie i liniowe, a generacja sygnału wymuszającego może być dokładnie zsynchronizowana z akwizycją odpowiedzi, to w takich przypadkach istnieje możliwość wyznaczania rozkładu natężenia dźwięku z wykorzystaniem tylko jednego mikrofonu, przesuwanego sekwencyjnie z punktu do punktu przestrzeni pomiarowej (ryc. 5.1).

Proponowana przez autora metoda pomiaru natężenia dźwięku dotyczy wybranych sytuacji, w których analizuje się pole akustyczne w układzie stacjonarnym i liniowym. Mierzony rozkład powstaje jako odpowiedź tego układu na powtarzalne znane pobudzenie. Mimo tych założeń ograniczających zastosowania pozostają szerokie. Zaliczyć do nich można:

- badanie pola akustycznego emitowanego przez przetworniki elektroakustyczne oraz zbudowane na ich bazie urządzenia głośnikowe – badania te mogą mieć na celu optymalizację budowy samych przetworników, optymalizację konstrukcji obudów przetworników i sprzęganych z nimi falowodów w celu uzyskania pożądanych charakterystyk skuteczności i kierunkowości, określanie wpływu zwrotnic głośnikowych na płaskość charakterystyk przenoszenia – szczególnie w okolicach częstotliwości podziału;
- badanie pola akustycznego w akustycznych obszarach zamkniętych (falowodach);



Ryc. 5.1. Zasada pomiaru synchronicznego. Zamiast jednoczesnego pomiaru ciśnienia za pomocą dwóch mikrofonów M1 i M2 (a) pomiar dokonywany jest jednym mikrofonem M w kolejnych punktach przestrzeni z zachowaniem synchronizacji względem sygnału wymuszenia (b)

- wyznaczanie kierunkowych odpowiedzi impulsowych pomieszczeń stosowanych w technologii nagrań dźwiękowych, komputerowych symulacjach obiektów architektonicznych czy auralizacji;
- wyznaczanie współczynników pochłaniania i dyfuzyjności materiałów i elementów budowlanych.

5.1. Idea metody

Proponowana metoda opiera się na zasadzie działania sondy p-p. Zasadniczą różnicą jest to, że do pomiaru wykorzystywany jest tylko pojedynczy mikrofon. Jednoczesny pomiar przez dwa mikrofony sondy p-p pozostające względem siebie w pewnej odległości jest zastąpiony sekwencją dwóch pomiarów tym samym mikrofonem pozycjonowanym z dużą dokładnością przez układ mechaniczny w lokalizacjach odpowiadających położeniu mikrofonów w sondzie p-p. Warunkiem poprawności działania opisywanej metody jest ścisła synchronizacja generacji sygnału testowego i akwizycji danych pomiarowych. Jest to współcześnie możliwe dzięki komputerowym systemom akwizycji danych pomiarowych wyposażonym w karty przetworników analogowo-cyfrowych i cyfrowo-analogowych ze ściśle zsynchronizowanymi sygnałami zegarowymi wysokiej stabilności oraz precyzyjnymi układami wyzwiania pomiaru.

Zasadniczym źródłem błędów przy pomiarze natężenia dźwięku z wykorzystaniem sondy p-p są błędy fazowe między dwoma kanałami pomiarowymi. W przypadku proponowanej metody pomiar odbywa się dwukrotnie z wykorzystaniem tego samego toru pomiarowego, a więc źródeł błędów należy upatrywać gdzie indziej. Jak zwykle w pomiarach sekwencyjnych kwestią dyskusyjną jest założenie o stacjonarności badanego układu. W przypadku warunków laboratoryjnych zachowanie stabilnych warunków środowiskowych można uznać za spełnione. Również powtarzalność odpowiedzi badanych przetworników w przypadku ich prawidłowego doboru i pracy w zakresie nieprzekraczającym wartości maksymalnych wydaje się osiągalna z dokładnością pozwalającą pominać tego typu błędy, szczególnie jeśli przed serią pomiarów obiekt i aparatura pomiarowa będzie odpowiednio „wygrzana”. Największy wpływ na stacjonarność układu może mieć inny sposób zaburzenia mierzonego pola przez czujnik znajdujący się w kolejnych pomiarach w innej pozycji. Zgodnie z teorią wpływ taki jest związany wielkością czujnika i zmian jego położenia w stosunku do długości fali. Biorąc pod uwagę fakt, że pojedynczy mikrofon jest mniejszy od standardowej sondy dwumikrofonowej, zaburzenie przez czujnik będzie mniejsze. Przesunięcie o standardowe 12 mm, co jest rozmiarem powszechnie stosowanego dystansownika sondy p-p do pomiarów dla wysokich częstotliwości, oznacza przesunięcie o mniej niż długość fali dla $f = 20$ kHz. Kolejnym źródłem błędów, które mogą być oszacowane ilościowo, jest krótko- i długookresowa niestabilność sygnałów zegarowych oraz błędy synchronizacji.

W zależności od użytego systemu można rozważyć dwa sposoby pomiaru.

1. Jeśli mamy do dyspozycji co najmniej dwukanałowy system akwizycji danych, w którym akwizycja próbek sygnału wejściowego w dwóch kanałach jest synchroniczna, tzn. odbywa się dokładnie w tych samych chwilach czasowych, wtedy w każdym punkcie pomiarowym należy rejestrować sygnał ciśnienia akustycznego, będący odpowiedzią na okresowe, niezmiennie w czasie wymuszenie oraz rejestrować sam sygnał wymuszający w celu późniejszej synchronizacji.
2. Jeśli mamy do dyspozycji system pomiarowy umożliwiający jednoczesną generację sygnału wymuszającego i akwizycję odpowiedzi układu, w którym akwizycja i generacja próbek odpowiednich sygnałów jest synchroniczna, tzn. odbywa się dokładnie w tych samych chwilach czasowych, wtedy w każdym punkcie pomiarowym należy odtworzyć ten sam zestaw próbek jako sygnał wymuszający i rejestrować sygnał odpowiedzi. Dzięki synchronizacji generacji wymuszenia i akwizycji odpowiedzi zestaw zarejestrowanych odpowiedzi jest również zsynchronizowany i gotowy do dalszej obróbki.

Dane zarejestrowane w pierwszy sposób umożliwiają stworzenie zsynchronizowanych par przebiegów czasowych dla każdego punktu pomiarowego, na podstawie których wartości natężenia dźwięku będą mogły zostać wyznaczone w dokładanie taki sam sposób jak w przypadku sondy p-p. Zasadniczym problemem w takim podejściu jest dokładność synchronizacji, która zależy od częstotliwości próbkowania, z jaką rejestrowane są dane pomiarowe. Standardowo w przypadku cyfrowych systemów do pomiarów akustycznych zakres stosowanych częstotliwości próbkowania wynosi od 40 kS/s do 200 kS/s. Oznacza to, że przykładowo w przypadku synchronizowania odpowiedzi układu na ton o częstotliwości 700 Hz zarejestrowanych z częstotliwością próbkowania 44,1 kHz dostępna rozdzielczość fazowa wyniesie zaledwie $5,7^\circ$. Jest to stanowczo zbyt mała rozdzielczość, aby zapewnić poprawne wyznaczenie wartości natężenia dźwięku.

W przypadku pomiarów prowadzonych drugim sposobem ważna jest jedynie jakość wewnętrznej synchronizacji sprzętowej kart akwizycji i generacji sygnałów.

5.2. Algorytm zwiększenia dokładności synchronizacji kolejnych pomiarów

W wyniku prac prowadzonych przez autora monografii zaproponowano metodę zwiększenia dokładności synchronizacji przy pomiarach pierwszym sposobem bez zwiększania częstotliwości próbkowania, lecz z zastosowaniem odpowiednich algorytmów przepróbkowywania i wygładzania oraz statystycznej analizy przesunięcia fazowego. W celu sprawdzenia metody wykonano eksperyment polegający na pomiarze rozkładu składowej normalnej natężenia dźwięku na osi falowodu o przekroju prostokątnym (przekrój 17×17 cm, 88 punktów pomiarowych). W falowodzie pole akustyczne wzbudzono za pomocą głośnika umieszczonego na wlocie falowodu i emitującego ton prosty o częstotliwości 700 Hz. Do pomiaru składowej natężenia dźwięku wykorzystano sondę dwumikrofonową p-p G.R.A.S. typ 50AI. Podczas pomiaru jednocześnie rejestrowano przebiegi czasowe sygnałów z mikrofonów, sygnału audio doprowadzonego do głośnika oraz wartości natężenia dźwięku obliczane w czasie rzeczywistym przez analizator Norsonic RTA-840. Czas rejestracji danych w każdym punkcie wynosił 2 s, a częstotliwość próbkowania 44,1 kHz.

W prezentowanym przykładzie wektor natężenia dźwięku nie zmienia w badanym obszarze swojego zwrotu, a jego wartość zmienia się w granicach 2 dB. Zarejestrowane zmiany wartości spowodowane są interakcją między falą bie-

gnącą w falowodzie a falą odbitą od otwartego końca falowodu na skutek skokowej zmiany impedancji akustycznej w tym miejscu.

Pożądaną wartość dokładności synchronizacji można oszacować na podstawie rozważań teoretycznych z poprzedniego punktu. Oznacza to, że dla danych warunków pomiarowych zgodność fazy musi wynosić co najmniej:

$$\frac{f}{5000} = \frac{700}{5000} = 0,14^\circ$$

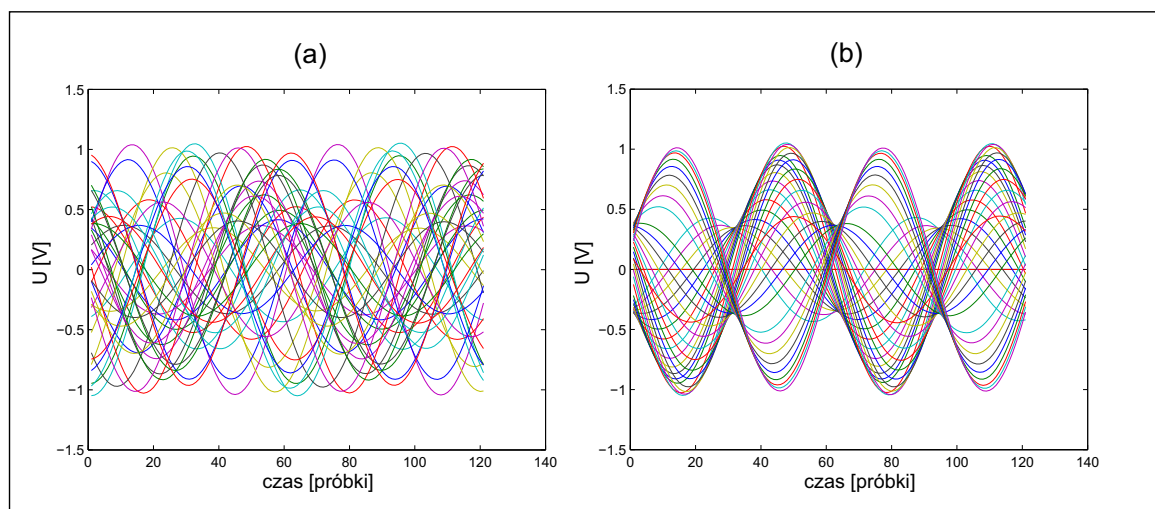
Oznacza to wymaganą częstotliwość próbkowania nie mniejszą niż:

$$\frac{44100 \cdot 5,7}{0,14} = 1,8 \text{ MS/s}$$

Ostatnia wartość jest praktycznie nieosiągalna przy jednoczesnym zapewnieniu odpowiednio wysokiej dynamiki pomiaru, a co za tym idzie, rozdzielczości bitowej przetwornika analogowo-cyfrowego. Wymaganą dokładność synchronizacji można również oszacować na podstawie wartości indeksu PI (wg procedury kalibracyjnej firmy G.R.A.S.). Przy realnej wartości tego indeksu wynoszącej 29 dB błąd niedopasowania fazowego przy częstotliwości 700 Hz powinien wynosić $0,02^\circ$ [36,37]. W porównaniu z poprzednimi wynikami widzimy niemal 7-krotny wzrost wymagań co do częstotliwości próbkowania. Reasumując, choć wyniki powyższych rozważań są dość rozbieżne, zapewnienie synchronizacji na poziomie gwarantowanym przez producentów profesjonalnych sond dwumikrofonowych wymaga rozdzielczości czasowej, jaką można uzyskać dopiero przy 40–285-krotnym nadpróbkowaniu standardowej częstotliwości próbkowania 44,1 kHz, tzn. częstotliwości rzędu 1,7 do 12,5 MHz. Zbieranie danych z taką częstotliwością próbkowania przy zachowaniu 24-bitowej rozdzielczości jest obecnie z technicznego punktu widzenia niemożliwe.

W prezentowanym eksperymencie sprawdzono zależność między błędem pomiędzy wynikami synchronicznego pomiaru jednomikrofonowego a pomiarem sondą dwumikrofonową w funkcji nadpróbkowania danych pomiarowych z wielu punktów przestrzeni pomiarowej. Oczywiście należy pamiętać, że wyznaczany błąd nie jest jedynie funkcją nieidealności synchronizacji. Wspomnieć tu można choćby o wpływie samej poruszającej się sondy na zakłócanie pola pomiarowego. Oczekiwać zatem można asymptotycznej zbieżności wyznaczanego błędu do wartości, dla których stopień braku synchronizacji danych wejściowych staje się o wiele mniej znaczący niż inne źródła błędów.

Aby obliczyć zależność między błędem pomiarowym a stopniem nadpróbkowania, zastosowano następujący schemat postępowania. W pierwszym kroku obliczamy wektor przesunięć fazowych na podstawie sygnału synchronizacji



Ryc. 5.2. Dane pomiarowe zarejestrowane w poszczególnych punktach przestrzeni pomiarowej.

Dane niesynchronizowane (a). Dane po zastosowaniu procedury synchronizacji na podstawie sygnału wymuszającego rejestrowanego jednocześnie z sygnałem mierzonym (b)

zarejestrowanego dla kolejnych punktów pomiarowych. W tym celu sygnał synchronizacji (sygnał audio doprowadzany do głośnika) zostaje zamieniony na przebieg prostokątny. W takim sygnale wyszukujemy pierwszego zbocza narastającego. Aby zwiększyć dokładność estymacji tej chwili czasowej (a jednocześnie przesunięcia), dzielimy sygnał synchronizacji na części obejmujące dwa okresy (o znanej częstotliwości) i dla każdej części obliczamy numer próbki, dla której występuje zbocze narastające. W wyniku tego otrzymujemy zbiór różnych numerów, z których z użyciem regresji liniowej wyznaczamy, po zaokrągleniu do liczby całkowitej, dokładny moment (numer próbki w sygnale nadpróbkowanym) wystąpienia zbocza narastającego. Wartość ta jest składową obliczanego wektora przesunięcia dla kolejnych punktów pomiarowych. Zgodnie z tym wektorem dokonujemy przesunięcia danych pomiarowych, które uprzednio zostały nadpróbkowane z wybranym współczynnikiem i wygładzone. W ten sposób otrzymujemy zbiór zsynchronizowanych wzajemnie sygnałów zmierzonych w kolejnych punktach pomiarowych. Dane te przepróbkowujemy do pierwotnej częstotliwości próbkowania i wykorzystujemy do wyznaczenia wartości składowej natężenia dla każdego punktu zgodnie ze standardową procedurą stosowaną dla sondy dwumikrofonowej. Dla danego punktu pomiarowego jako sygnału z mikrofonu A sondy używamy sygnału zmierzonego w danym punkcie, sygnałem z mikrofonu B sondy jest zsynchronizowany sygnał zmierzony w punkcie sąsiednim w odległości zgodnej z użytym w sondzie dystansownikiem.

Na ryc. 5.2a i 5.2b pokazano przykładowe dane przed synchronizacją i po synchronizacji. Opisany algorytm uruchomiono dla nadpróbkowania od 1 do 250. Wyznaczony błąd całkowity wyznaczony w funkcji współczynnika nadpróbkowania zdefiniowany jako

$$\varepsilon(l) = \sum_n |I_{pp} - I_{pl}| \quad (5.2.1)$$

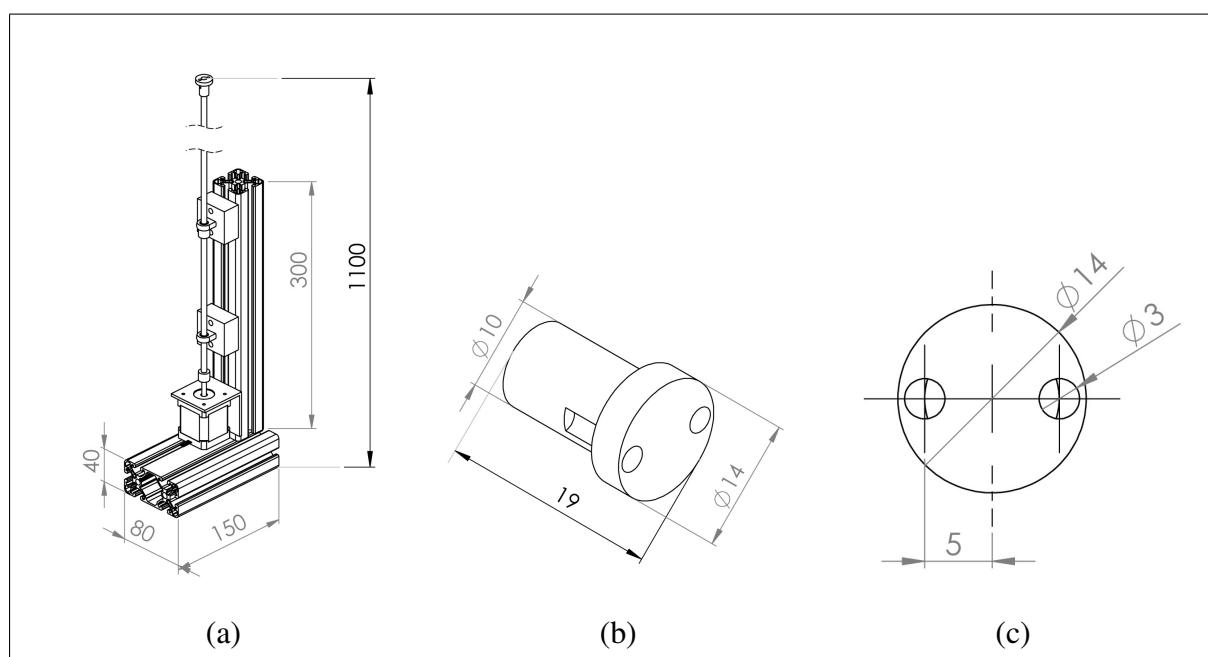
gdzie $\varepsilon(l)$ jest wartością błędu dla kolejnych wartości współczynnika nadpróbkowania l , I_{pp} jest wartością odniesienia uzyskaną z pomiaru sondą p-p, a I_{pl} jest wartością obliczoną dla danego nadpróbkowania.

Analizując zbieżność funkcji błędu do wartości ustalonej, zaobserwowano, że w proponowanej metodzie poziom nadpróbkowania rzędu 100 jest wystarczający, aby uzyskać dokładność zbliżoną do wyników pomiarów z użyciem sondy p-p. Dla takiej wartości nadpróbkowania błąd nie przekracza 2 dB i pojawia się w rejonach większego gradientu natężenia.

5.3. Synchroniczny jednomikrofonowy pomiar kierunkowej odpowiedzi impulsowej

Podstawową miarą dynamiki obiektu liniowego jest jego odpowiedź impulsowa. Metody jej pomiaru są przedmiotem badań naukowców od dziesięcioleci. Podstawowym problemem pomiarowym jest uzyskanie odpowiedzi impulsowej charakteryzującej się odpowiednio dużym odstępem sygnału od szumu. W przypadku metod bezpośrednich prowadzi to do trudności z utrzymaniem procedury pomiarowej w liniowym zakresie pracy układu pobudzającego oraz obiektu mierzonego. Ze względu na konieczność ograniczania amplitudy sygnału wymuszającego uzyskanie wyników o zadowalającej dynamice jest trudne. Rozwój techniki komputerowej i metod cyfrowego przetwarzania sygnałów przyczynił się do powstania szeregu metod pośrednich, w których sygnałem pobudzającym nie jest sygnał impulsowy, w którym cała energia musi być zgromadzona w bardzo krótkim czasie trwania pobudzenia impulsowego, lecz sygnał deterministyczny o stosunkowo długim czasie trwania. Odpowiednio wydłużając czas trwania sygnału, można zwiększyć jego energię bez konieczności zwiększania amplitudy. W procesie pomiaru rejestrowana jest odpowiedź na taki sygnał, a następnie odpowiedź impulsowa jest wyznaczana obliczeniowo z wykorzystaniem odpowiedniego algorytmu na podstawie zarejestrowanego sygnału. Ze względu na stosunkowo długi czas trwania sygnału wymuszającego konieczne jest przyjęcie założenia o stacjonarności układu. Jeśli stacjonarność układu jest długookresowa, jeszcze lepsze wyniki pod wzglę-

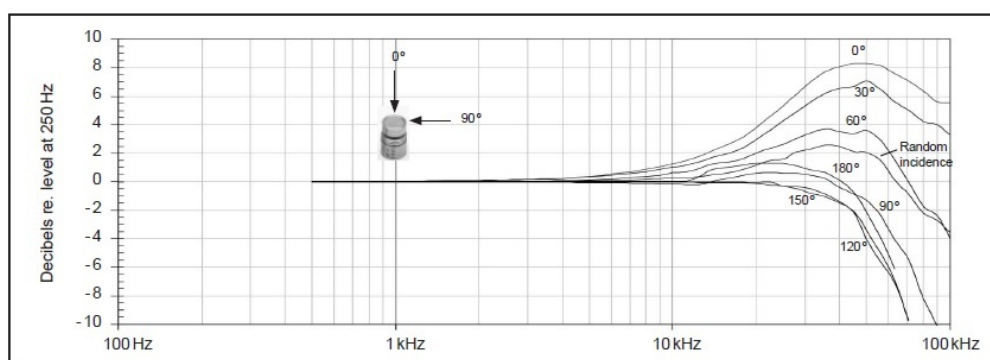
dem stosunku sygnału do szumu można uzyskać dzięki wykorzystaniu tej właściwości sygnału wymuszającego, że jest to sygnał deterministyczny. Oznacza to, że pomiar można wykonać wielokrotnie, a uzyskane wyniki uśrednić. Stacjonarność badanego układu gwarantuje kumulację właściwej odpowiedzi impulsowej przy jednoczesnej redukcji zmiennych w czasie zakłóceń. Przy takim podejściu kosztem czasu trwania pomiaru uzyskać można lepszą dynamikę wyników pomiarowych. Najbardziej rozpowszechnionymi sygnałami deterministycznymi stosowanymi w tego typu pomiarach są: pseudoszumowy sygnał MLS (*maximum length sequence*) oraz przestrajany logarytmicznie sygnał sinusoidalny (*logarithmic sweep*). Sygnały te stosuje się zarówno w miernictwie urządzeń elektronicznych, jak i w miernictwie akustycznym i elektroakustycznym. Powszechność stosowania tych metod i uzyskiwanie wyników o wysokiej dokładności pomiarowej oznacza, że przy przeprowadzaniu pomiarów w odpowiednich warunkach stacjonarność układu pomiarowego jest z metrologicznego punktu widzenia osiągalna. Stacjonarność układu jest założeniem będącym podstawą wielu metod pomiarowych, a więc założenie o stacjonarności parametrów układu będące podstawą proponowanej metody jednomikrofonowej ma realne podstawy.



Ryc. 5.3. Prototyp mechatronicznej sondy natężeniowej 2D (a) oraz zbliżenia głowicy mikrofonowej. Miniaturowy mikrofon pojemnościowy umieszczony jest w otworze o średnicy 3 mm. Widok przestrzenny (b) oraz widok płaszczyzny mikrofonowej (c)

Aby sprawdzić zasadność założeń teoretycznych, skonstruowano i przebadano mechatroniczną sondę 2D, której konstrukcję pokazano na ryc. 5.3a. Sonda przeznaczona jest do pomiaru kierunkowej odpowiedzi impulsowej

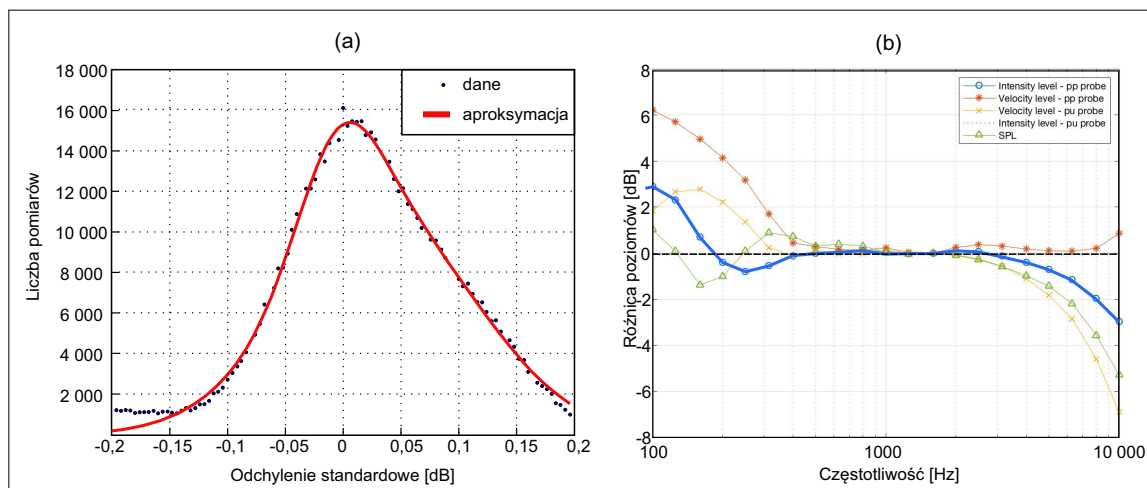
w płaszczyźnie poziomej. Dlatego mikrofon pomiarowy umieszczono mimośrodowo w głowicy czołem skierowanym pionowo w górę (ryc. 5.3b i 5.3c). Do obliczenia dwóch wzajemnie prostopadłych składowych natężenia dźwięku mikrofon należy umieścić w czterech pozycjach odpowiadających obrotowi głowicy co 90° . Aby zapewnić powtarzalność pozycjonowania mikrofonów, głowicę umieszczono na łożyskowanym wale poruszającym przez silnik krokowy. Dla podanych wymiarów głowicy odległość między mikrofonami na przeciwległych pozycjach wynosić będzie 10 mm.



Ryc. 5.4. Częstotliwościowa charakterystyka skuteczności standardowego mikrofonu pomiarowego o średnicy membrany 1/4"

Komentarza wymaga fakt, że mikrofony nie przesuwają się czołowo, lecz bocznie. Ma to związek z zapewnieniem mniejszego błędu związanego ze zmianą czułości mikrofonu w zależności od kąta padania dźwięku na jego membranę. Należy bowiem pamiętać, że częstotliwościowa charakterystyka skuteczności mikrofonu przestaje być jednakowa dla różnych kątów padania fali dźwiękowej, co pokazano na ryc. 5.4

Zastosowanie w głowicy dwóch otworów umożliwiło zainstalowanie drugiego mikrofonu-atrapy. Dzięki takiemu rozwiązaniu i symetrii obrotowej bryły głowicy mierzone pole jest zaburzone przez czujnik zawsze w taki sam sposób niezależnie od bieżącej pozycji mikrofonu pomiarowego. W celu zbadania powtarzalności pomiarów skonstruowaną sondą wykonano serię kilkudziesięciu pomiarów odpowiedzi impulsowej głośnika mierzonej w odległości 1 m od membrany na osi głośnika w dwóch przeciwległych pozycjach mikrofonu, ze wszystkich pomiarów utworzono pary każdy z każdym i wyznaczono wartości czynnej składowej natężenia dźwięku dla każdej pary. Rozrzut wartości zmierzonych pokazano na ryc. 5.5a. Jak widać, w warunkach laboratoryjnych powtarzalność i stabilność pomiaru jest duża. Odchylenie standardowe na poziomie 0,1 dB można uznać za wynik bardzo dobry. Na ryc. 5.5b pokazano różnice między wartościami natężenia i prędkości akustycznej zmierzonymi w tym punkcie za pomocą badanej sondy oraz wzorcowej sondy p-u (sonda



Ryc. 5.5. Rozrzut wartości mierzonej natężenia dźwięku mechatroniczną sondą 2D w komorze quasi-bezechowej (a) i różnica wartości zmierzonych sondą mechatroniczną (linia niebieska) i uznaną za wzorzec sondą p-u Microflown USP (linia przerywana 0 dB) (b)

Microflown USP). Jak widać, w zakresie średnich częstotliwości między 250 a 5000 Hz różnice nie przekraczają 1 dB.

Zakończenie

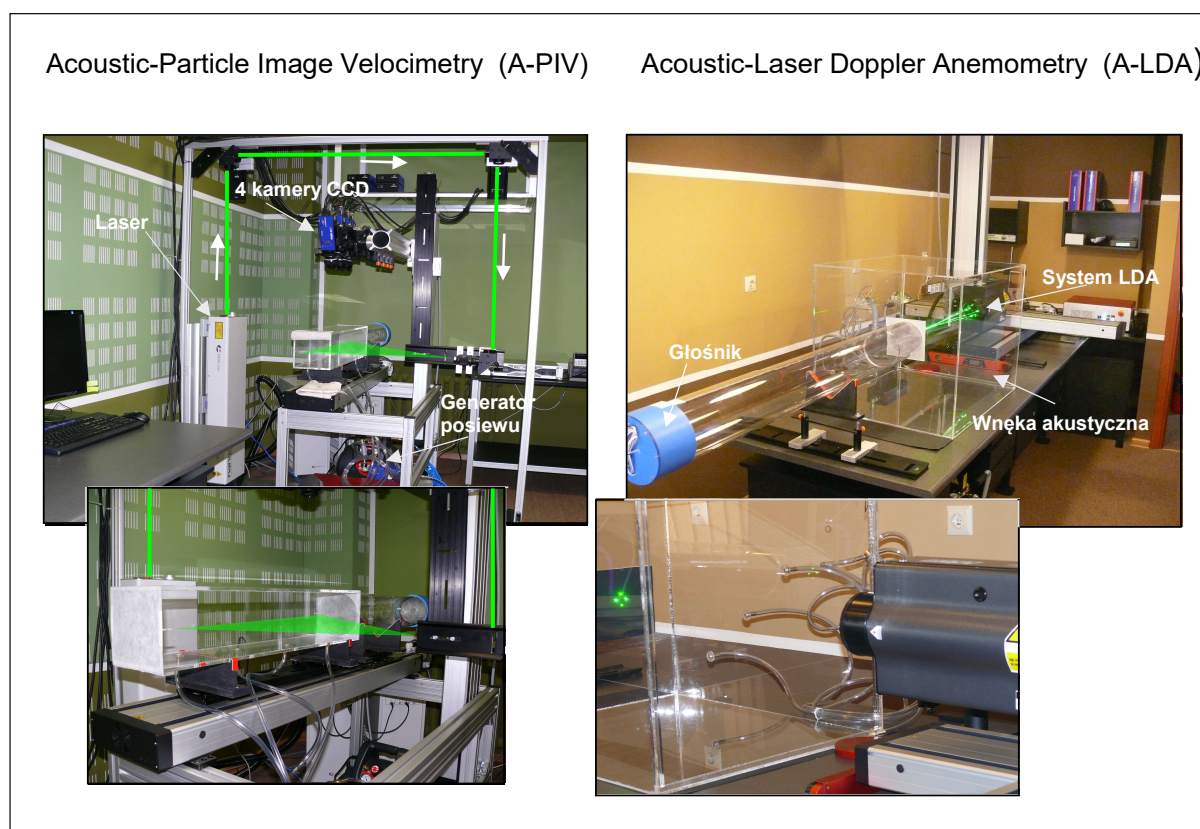
Proponowana metoda może znaleźć zastosowanie w określonej klasie problemów pomiarowych, co powinno być przedmiotem dalszych badań. Jej praktyczną zaletą jest przesunięcie kosztów na system pozycjonowania, który przy zastosowaniu miniaturowych silników krokowych i techniki drukowania 3D może być nieporównywalnie niższy niż koszt sondy p-u uznanej marki. Dzięki istnieniu takich urządzeń istnieje szansa szybszej ekspansji pomiarów natężeniowych do wielu nowych obszarów zastosowań.

LASEROWA ANEMOMETRIA OBRAZOWA W AKUSTYCE

Wprowadzenie

Klasycznym ogólnym problemem metrologicznym jest wpływ przetwornika wielkości mierzonej na badany obiekt. W przypadku metrologii akustycznej w mierzonym polu umieszczony zostaje przetwornik w postaci mikrofonu lub sondy natężeniowej, który ze względu na swoje niezerowe wymiary geometryczne stanowi element zaburzający obserwowane pole. W zależności od stosunku długości fali akustycznej do wymiarów przetwornika oraz rodzaju obserwowanych zjawisk wpływ przetwornika na wyniki badań może być znaczący lub pomijalny, zawsze jednak należy mieć świadomość jego istnienia. Rozwiązaniem problemu zaburzania mierzonego pola przez przetwornik wydaje się zastosowanie metody optycznej, która umożliwiałaby obserwację ruchu ośrodka, w którym rozchodzi się fala akustyczna. Takie metody istnieją. Jedną z nich jest znana od końca XIX wieku wizualizacja zmian gęstości powietrza za pomocą fotografii smugowej (niem. *Schlieren*). Metoda używana jest obecnie często w zakresie mechaniki płynów i znaleźć można w literaturze próby jakościowej i ilościowej analizy przepływów z jej wykorzystaniem [107,119]. Odpowiednie układy optyczne umożliwiają obserwację również zjawisk akustycznych, najczęściej z zakresu ultradźwięków [89]. Inną grupą metod optycznych są *laserowe metody znacznikowe*, dzięki którym możliwa jest jakościowa i ilościowa obserwacja ruchu środowiska wywołanego falą akustyczną w sposób nieinwazyjny, bez bezpośredniej ingerencji fizycznego czujnika w badane pole. Ponieważ ruch ośrodków przezroczystych nie może być bezpośrednio obserwowany metodami wizyjnymi, do przezroczystego płynu dodaje się *cząstki znacznikowe* lub *wskaźnikowe*, zwane inaczej *posiewem*. Zakłada się przy tym, że wprowadzenie *posiewu* do ośrodka nie zmienia jego właściwości fizycznych związanych z obserwowanymi zjawiskami oraz że obraz ruchu cząstek znacznikowych jest zgodny z ruchem cząstek ośrodka.

Z punktu widzenia akustyki najbardziej obiecującymi metodami w tej grupie są laserowa anemometria dopplerowska (*laser doppler velocimetry*, LDA) oraz laserowa anemometria obrazowa (*particle image velocimetry*, PIV). Na ryc. 6.1 przedstawiono stanowiska badawcze z akustycznymi systemami PIV i LDA w laboratorium Wydziału Techniki Morskiej i Transportu ZUT kierowanym przez prof. Stefana Weynę.



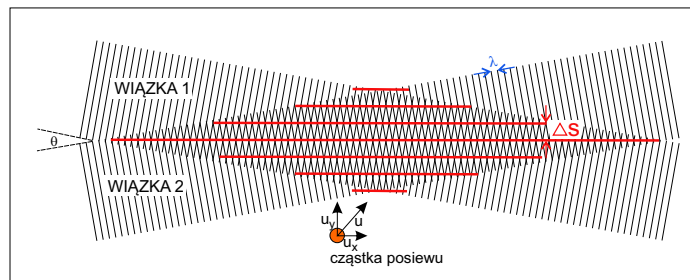
Ryc. 6.1. Stanowiska pomiarowe z systemami PIV i LDA do nieinwazyjnych badań wektorowych pól prędkości akustycznej na Wydziale Techniki Morskiej i Transportu ZUT

6.1. Laserowa anemometria dopplerowska LDV

Zasada działania laserowej anemometrii dopplerowskiej LDV polega na tym, że strumień światła laserowego jest rozdzielany na dwie spójne wiązki, które są następnie kierowane i skupiane w ten sposób, aby przecinały się w określonym punkcie przestrzeni. Obszar przecięcia wiązek tworzy *elipsoidę*, której część widoczną przez fotodetektor nazywa się *objętością pomiarową* (ryc. 6.2). Wewnątrz tej objętości w wyniku interferencji wiązek spójnych powstają naprzemiennie obszary jasne i ciemne (*fringe*). Odległość między nimi zależy od kąta przecinania się wiązek światła laserowego oraz od długości fali światła [131] i wynosi:

$$\Delta s = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)} \quad (6.1.1)$$

gdzie λ – długość fali światła laserowego, a θ – kąt przecięcia się wiązek laserowych.



Ryc. 6.2. Obszar interferencji dwóch wiązek lasera wykorzystywany w technice LDA

Poruszające się w tej objętości cząstki posiewu odbijają światło, które pada na fotodetektor. Jeśli cząstki poruszają się z określoną prędkością liniową, częstotliwość światła w wiązce odbitej ulega przesunięciu zgodnie z efektem Dopplera. Intensywność światła odbitego zmienia się oscylacyjnie w czasie, a częstotliwość f_P tych oscylacji jest wprost proporcjonalna do składowej prędkości u_y , z jaką cząstka posiewu porusza się w poprzek objętości pomiarowej i odwrotnie proporcjonalna do Δs ze wzoru 6.1.1:

$$f_P = \frac{u_y}{\Delta s} = \frac{2 \sin(\theta) \cdot u_y}{\lambda} \quad (6.1.2)$$

Aby w systemie pomiarowym można było rozróżnić zwrot prędkości cząstek, jedna z wiązek lasera przechodzi przez siatkę Bragga, co powoduje małą zmianę częstotliwości światła w wiązce (najczęściej o wartość rzędu 40 MHz – jest to tzw. *częstotliwość nośna* f_0). Dzięki temu w zależności od kierunku ruchu cząstki w objętości pomiarowej w sygnale odbieranym z fotodetektora obserwuje się krótkie odcinki przebiegów sinusoidalnych (*burst*), których częstotliwość jest odpowiednio większa lub mniejsza od częstotliwości f_0 o wartość f_P . Detekcja wartości częstotliwości f_P odbywa się w układzie przetwarzania sygnału. Wykorzystuje się tam najczęściej algorytmy oparte na szybkiej transformacji Fouriera bądź algorytmy korelacyjne. Systemy LDV buduje się zazwyczaj jako urządzenia 1D (dwie wiązki laserowe – pomiar jednej składowej prędkości) lub 2D (dwie pary wiązek laserowych o różnych długościach fali – pomiar dwóch składowych ortogonalnych prędkości – ryc. 6.1). Więcej informacji o tej technice można znaleźć w bogatej literaturze przedmiotu, m.in. [11, 23, 129, 132, 145].

PIV jest techniką, której celem jest dokładny ilościowy pomiar wektorów prędkości cząstek płynu jednocześnie w wielu punktach płaszczyzny pomiarowej. Na początku jej rozwoju pierwsi badacze próbowali do pomiaru rozkładu prędkości w płynie stosować technikę znaną z mechaniki ciała stałego jako *laser speckle*. W 1977 roku trzy grupy uczonych niezależnie użyły tej metody do pomiaru parabolicznego profilu prędkości przy przepływie laminarnym w rurze [8, 28, 43]. Podstawą ich eksperymentów było wykonywanie fotografii z podwójną ekspozycją przy oświetlaniu płynu za pomocą wiązki lasera impulsowego uformowanej w płaski nóż świetlny. Analiza linii dyfrakcyjnych na wykonywanych w ten sposób fotografiach umożliwiała wyznaczanie wektorów prędkości odpowiadających niewielkim fragmentom zdjęć. Metodę tę ugruntował Meynart, który wykazał, że może być ona używana do wizualizacji przepływów laminarnych i turbulentnych w gazach i cieczach [71, 72]. Wzbudziło to bardzo duże zainteresowanie w środowisku mechaników płynu. Dla prezentowanej metody Meynart używał nazwy *laser speckle velocimetry* (LSV), lecz na prezentowanych przez niego zdjęciach często widać było poza całymi chmurami również pojedyncze cząstki. W 1984 roku Pickering, Haliwell i Adrian opracowali metodę polegającą na rejestracji pojedynczych cząstek, którą nazwali *particle image velocimetry* (PIV) dla wyraźnego odróżnienia tego sposobu obserwacji od LSV [3, 97]. Kryterium rozróżniającym te dwie metody jest tzw. gęstość źródła, którą zdefiniowano jako średnią liczbę cząstek posiewu w badanej objętości. Za pomocą tego parametru można było przewidzieć liczbę nakładających się na siebie obrazów. W przypadku płynów dopuszczalna koncentracja cząstek posiewu, których zadaniem jest rozpraszanie światła, jest zwykle zbyt mała, aby osiągać duże gęstości obrazów, których nakładanie na siebie prowadziłoby do powstawania prążków dyfrakcyjnych. Większe koncentracje posiewu są albo nieosiągalne, albo niepożądane ze względu na zaburzenie pierwotnej dynamiki czystego płynu. Wyjątkiem może tu być chęć obserwacji zjawisk przepływowych w środowisku dwufazowym.

Wielu badaczy zainteresowało się tą techniką, gdyż stworzyła ona nowe i bardzo obiecujące możliwości obrazowania i badania struktury przepływów turbulentnych. To zastosowanie techniki PIV mocno wpłynęło na jej rozwój [10, 44]. Oczekiwano od niej możliwości pomiarów przepływów w dużym zakresie dynamicznym, zarówno co do skali długości, jak i prędkości. Metoda ta umożliwia pomiar we wszystkich kierunkach przestrzeni. Turbulencje powstające przy dużych liczbach Reynoldsa oznaczają konieczności pomiaru dużych prędkości. Pojawiają się duże przyspieszenia, a więc jeśli cząstki posiewu mają wiernie oddawać dynamikę płynu, muszą być odpowiednio małe – o średnicach rzędu pojedynczych mikrometrów. Z kolei powierzchnie rozpraszające

takich cząstek są również bardzo małe, co w połączeniu z krótkim czasem ekspozycji powoduje, że ich rejestracja wymaga użycia silnych źródeł światła. To w połączeniu z krótkimi czasami ekspozycji wymaganymi do otrzymania nierozmytych obrazów posiewu w sposób oczywisty prowadzi do wykorzystania jako źródeł światła impulsowych laserów dużej mocy. System PIV uwzględniający powyższe ograniczenia wskazane przez badaczy turbulencji okazał się użyteczny również w badaniu wielu innych zagadnień przepływowych.

Standardowo współczesny system PIV składa się z lasera impulsowego wraz z układem optycznym *noża świetlnego*, który służy do rozświetlania cząstek posiewu o średnicach rzędu pojedynczych mikrometrów w przypadku badań przepływów w gazach oraz rzędu dziesiątek mikrometrów w przypadku badań przepływów w cieczech. Do zapisu obrazów służy współcześnie cyfrowa kamera CCD z transferem międzyliniowym, a do wyznaczania wektorów prędkości używane są powszechnie algorytmy oparte na analizie korelacyjnej.

6.2. Laserowa anemometria obrazowa PIV – zasada działania

Reasumując poprzednie rozważania, PIV jest nieinwazyjną techniką pomiarową służącą do wyznaczania pola prędkości w płynie w wielu punktach płaszczyzny jednocześnie. W przypadku obserwacji ruchu w jednofazowym płynie przezroczystym pomiar odbywa się pośrednio poprzez obserwację ruchu wprowadzonych do płynu cząstek znacznikowych (tzw. *posiew*), zdolnych do rozpraszania światła. Przy odpowiednim doborze posiewu zakłada się, że ich ruch dokładnie odzwierciedla ruch cząstek cieczy lub gazu.

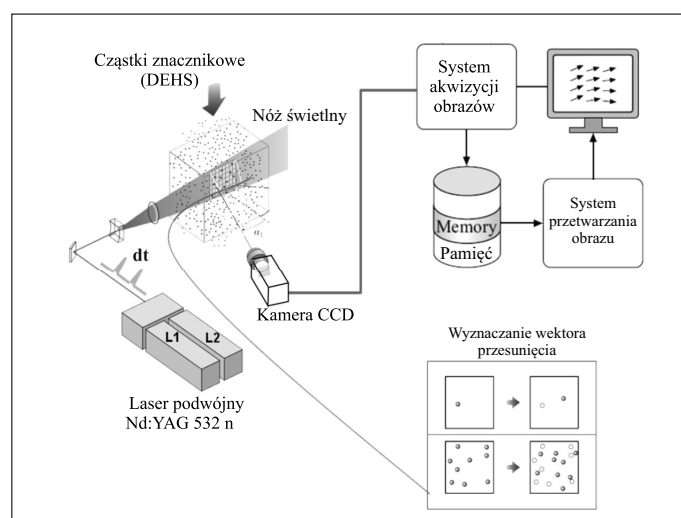
W celu wyznaczenia pola prędkości przestrzeń pomiarowa oświetlana jest światłem laserowym w postaci płaskiego noża świetlnego. Energia świetlna rozpraszana na cząstkach posiewu umożliwia fotograficzną rejestrację zmian ich położenia. Na podstawie analizy korelacyjnej rozmieszczenia cząstek na dwóch kolejnych obrazach wyznaczone jest wektorowe pole przesunięcia. Pojedynczy wektor przesunięcia wyznaczany jest na podstawie analizy grupy cząstek znajdujących się w poszczególnych podobzarch (*interrogation area*), na które dzieli się analizowane obrazy. Ponieważ rejestracja obrazów odbywa się w znanych chwilach czasu oddalonych od siebie o Δt , pole prędkości wyznacza się na podstawie:

$$\mathbf{u}_i = \frac{\mathbf{r}_i}{\Delta t} \quad (6.2.1)$$

gdzie $\mathbf{u}_i$ oznacza wyznaczany wektor prędkości w i -tym podobzarcu płaszczyzny pomiarowej, a $\mathbf{r}_i$ jest wyznaczonym na podstawie analizy obrazów wektorem przesunięcia w tym podobzarcu.

Podstawowa technika PIV – tzw. *planar PIV* – wymaga użycia pojedynczego źródła światła, jakim jest najczęściej laser, oraz pojedynczej kamery. W takim przypadku możliwe jest wyznaczenie pola prędkości na płaszczyźnie, czyli dla każdego wektora $\mathbf{u}_i$ wyznaczane są dwie składowe. W przypadku użycia dwóch kamer istnieje możliwość wyznaczenia płaskiego pola prędkości łącznie z wyznaczeniem trzeciej składowej prędkości w kierunku prostopadłym do powierzchni pomiarowej. Jest to tzw. *stereo-PIV*. Rozświetlenie prostopadłościennego objętości płynu zamiast cienkiej warstwy i zastosowanie czterech kamer do rejestracji przesunięć umożliwia jednoczesną rejestrację pola prędkości w całej objętości i nosi nazwę *tomo-PIV*.

W dalszej części pracy rozważania dotyczyć będą planarnej techniki PIV zastosowanej do wizualizacji prędkości w polu akustycznym. Podstawową strukturę takiego systemu pokazano na ryc. 6.3. A unikatowe na skalę krajową stanowisko do badań akustycznych z zastosowaniem elementów składowych firmy LaVision G.m.b.H., które wykorzystywano w prowadzonych badaniach, pokazano na ryc. 6.1.



Ryc. 6.3. Podstawowe elementy systemu PIV

PIV do wizualizacji i pomiaru prędkości w systemach akustycznych zaczęto wykorzystywać pod koniec XX wieku. Początkowo stosowano podwójną ekspozycję i analizę autokorelacyjną otrzymanego obrazu [45, 46]. Campbell z zespołem skupili się na możliwościach zastosowania technik laserowych PIV i LDV do wizualizacji akustycznego efektu *streamingu* [13] poprzez skorelowanie dwóch kolejnych obrazów PIV. Natomiast Nabavi z zespołem [90] skoncentrowali się w swoich pracach na jednoczesnym pomiarze prędkości akustycznej i prędkości *streamingu* w wybranych fazach sygnału akustycznego poprzez skorelowanie różnych obrazów PIV rejestrowanych dla tej samej fazy sygnału

akustycznego. Przykładem podobnych prac są pomiary prędkości akustycznej i prędkości *streamingu* w rurze rezonansowej wypełnionej azotem przy wysokich ciśnieniach i niskich częstotliwościach (22 Hz) [22].

Oddzielnym zagadnieniem, jakie poruszano w badaniach nad rozwojem techniki PIV, było modelowanie jej właściwości metrologicznych i określanie dokładności metrologicznej w różnych zastosowaniach [48,49,57,101,136]. Do szacowania niepewności pomiarowej PIV, stosowanej w obrazowaniu przepływów turbulencyjnych, wykorzystywano początkowo rezonatory, których konstrukcja termosowa eliminowała możliwość swobodnej wymiany ciepła z otoczeniem. W takich warunkach wartość prędkości akustycznej wyznaczano z liniowego modelu akustycznego na podstawie pomiaru ciśnienia akustycznego. Błąd względny oszacowano na poziomie 3,6% [125]. Inne podejście do szacowania dokładności metody pokazano w [67]. Na podstawie 100 pomiarów pojedynczej wartości stwierdzono, że odchylenie standardowe wartości poszczególnych pomiarów od wartości średniej nie przekraczało 2%.

Powstanie akustycznej laserowej anemometrii obrazowej stało się możliwe dzięki rozwojowi technologii kamer cyfrowych i laserów impulsowych – klasyczna PIV stosowana pierwotnie do wizualizacji przepływów masowych w mechanice płynów mogła zostać użyta do prezentacji ruchów ośrodka, w którym rozchodzą się fale akustyczne. Za moment, w którym narodziła się akustyczna PIV, można uznać pojawienie się kamer i laserów impulsowych, które były w stanie zarejestrować dwa kolejne obrazy z interwałem czasowym stanowiącym ułamek okresu fali akustycznej, czyli w odstępie co najwyżej pojedynczych milisekund, oraz wykryć przesunięcie cząstek mierzone nawet w ułamkach mikrometra (tablica 1.1). Zastosowany system PIV musiał więc spełnić tak wysokie wymagania, które mogły być zrealizowane jedynie dzięki zastosowaniu:

- odpowiednio szybkich kamer o dużej rozdzielczości;
- źródła impulsów świetlnych w postaci szybkich laserów o dużej energii impulsów (rzędu setek mJ);
- zaawansowanych algorytmów wykrywania przesunięć subpikselowych.

Należy w tym miejscu zaznaczyć, że akwizycja dwóch obrazów umożliwia wyznaczenie pojedynczej chwilowej wartości prędkości. W przypadku pomiaru ciśnienia akustycznego za pomocą mikrofonu układ akwizycji danych gwarantuje powtarzanie takiej operacji z częstotliwością próbkowania na poziomie kilkudziesięciu kiloherców, co zapewnia wierne odtworzenie zmian zachodzących w polu akustycznym. W przypadku PIV oznaczałoby to konieczność bardzo szybkiego transferu danych obrazowych między kolejnymi ekspozycjami oraz

posiadania przez laser zdolności do bardzo szybkiej regeneracji. Takie systemy obecnie już istnieją i zwane są *time-resolved PIV* [65, 130]. Są wykorzystywane głównie w badaniach masowych przepływów turbulentnych w mechanice płynów. Są jednak jeszcze mało rozpowszechnione i niedoskonałe w przypadku zastosowań do obserwacji fal akustycznych na powierzchniach o wymiarach tego samego rzędu, co długość fali. Szybkie kamery z reguły nie posiadają wystarczającej rozdzielczości, a lasery zdolne do szybkiej regeneracji impulsów o odpowiednio dużej energii są niezwykle drogie.

6.3. Metody wyznaczania prędkości przepływu w technice PIV

System pomiarowy PIV wyznacza przesunięcia zarejestrowanych obrazów cząstek posiewu przy wykorzystaniu techniki badania korelacji między kolejnymi obrazami [54, 100, 104, 134, 135]. Początkowo w systemach z podwójną ekspozycją stosowano techniki autokorelacyjne (*autocorrelation*). We współczesnych systemach PIV powszechnie wykorzystuje się system akwizycji dwóch oddzielnych obrazów z pojedynczą ekspozycją każdy, dlatego powszechnie stosuje się technikę wyznaczania korelacji wzajemnej (*crosscorrelation*). Reprezentowana w skali szarości para obrazów posiewu jest wstępnie dzielona na podobszary (*interrogation area*), na których znajduje się co najmniej kilka cząstek posiewu. Podział na podobszary może odbywać się również z nakładkowaniem (*overlapping*). Z reguły podobszary są kwadratowe – $N \times N$ pikseli – i mogą obejmować powierzchnię np. 32×32 lub 64×64 piksele. Para odpowiadających sobie podobszarów z kolejnych obrazów PIV reprezentowana jest przez dwie przestrzenne funkcje jasności $l_1(X, Y)$ i $l_2(X, Y)$. Dla tak reprezentowanych podobszarów można obliczyć funkcję korelacji wzajemnej jako funkcję przesunięcia w osi X i Y (postać bezwzględna oraz unormowana):

$$C_{l_1, l_2}(\Delta X, \Delta Y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N l_1(X_i, Y_j) l_2(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) \quad (6.3.1)$$

$$R_{l_1, l_2}(\Delta X, \Delta Y) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (l_1(X_i, Y_j) - l_{1m}) \cdot (l_2(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) - l_{2m})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (l_1(X_i, Y_j) - l_{1m})^2 \cdot (l_2(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) - l_{2m})^2}} \quad (6.3.2)$$

gdzie l_{1m}, l_{2m} oznaczają wartości średniej jasności całego podobszaru.

Wyznaczanie funkcji korelacji wzajemnej z zależności definicyjnych cechuje się dużą złożonością obliczeniową. Aby ją zmniejszyć, powszechnie wykorzystuje się algorytmy szybkiego przekształcenia Fouriera. Z wykorzystaniem pro-

stej i odwrotnej zespolonej dyskretnej transformaty Fouriera ($\mathcal{F}$, $\mathcal{F}^{-1}$) równanie 6.3.1 można zapisać jako:

$$C_{l_1, l_2}(\Delta X, \Delta Y) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}^*(l_1(X, Y)) \cdot \mathcal{F}(l_2(X, Y))) \quad (6.3.3)$$

Aby określić wektor przesunięcia, w funkcji $C_{l_1, l_2}(\Delta X, \Delta Y)$ należy znaleźć lokalne maksimum. Z reguły funkcja korelacji ma wiele lokalnych maksimów – należy więc znaleźć maksimum o największej wartości. Przy założeniu, że ΔX i ΔY mogą zmieniać się z rozdzielczością minimum 1 piksela, dynamika pomiaru PIV byłaby bardzo mała.

Opracowanie szeregu technik przetwarzania obrazów wykorzystujących interpolację subpikselową spowodowało istotną poprawę dokładności pomiaru przesunięć na obrazach posiewu, znacznie poza zakres rozdzielczości optycznej. Do technik interpolacji subpikselowej należy metoda wyznaczania szczytów centroid (środków masy) [86, 109], interpolacji Gaussa [142], interpolacji funkcją sinc [63], czy interpolacja wielomianowa [53]. Ponadto analiza obrazów odbywa się w kilku iteracjach (technika *multipass*). W każdej iteracji obrazy są dzielone na mniejsze podobszary i podobszary z drugiego obrazu wstępnie przesuwają się o wartość obliczoną w poprzedniej iteracji. Dodatkowo przeszukiwane obszary przesuwają się oraz deformują [7, 112]. Rodzaj zastosowanych algorytmów wykorzystywanych do powyższych operacji stanowi o dokładności metrologicznej PIV. Biorąc pod uwagę różne aspekty działania systemu PIV, obecnie stosowane systemy gwarantują rozdzielczość przesunięcia na poziomie 0,1–0,05 piksela.

6.4. Elementy systemu PIV

6.4.1. Kamery cyfrowe

Opisując poszczególne elementy systemu pomiarowego PIV, z oczywistych względów ograniczymy się do przedstawienia obecnego stanu technologii i zagadnień związanych z zastosowaniami PIV w badaniach akustycznych. Szerzy opis dotyczący całości zagadnień związanych z laserową anemometrią obrazową można znaleźć w obszernej literaturze przedmiotu, m.in. w [5, 6, 100, 105, 135].

Jak wspomniano wcześniej, zasada działania PIV polega na oświetleniu badanej płaszczyzny pola prędkości przez dwa impulsy światła laserowego i zarejestrowaniu rozkładu cząstek posiewu za pomocą kamery. Dawniej obie ekspozycje rejestrowane były na jednym zdjęciu, stąd nazwa *pojedyncze zdjęcie / dwie ekspozycje*. W takim przypadku obraz był analizowany z wykorzysta-

niem technik autokorelacyjnych. Ten sposób obserwacji miał jednak zasadniczą wadę w postaci nierozróżnialności zwrotu wyznaczanego przemieszczenia. Współcześnie stosuje się powszechnie rejestrację dwóch ekspozycji na oddzielnych ramkach (zdjęciach) w kamerze CCD. Rozróżnienie zwrotu przesunięcia przestało być problemem. Para obrazów staje się początkowo źródłem informacji o polu przesunięć dzięki zastosowaniu algorytmów przestrzennej korelacji wzajemnej dwóch obrazów. Rejestracja na oddzielnych ramkach pozwala jednoznacznie określić zwrot przemieszczenia. Czas ekspozycji pojedynczej ramki związany jest z czasem otwarcia przysłony przetwornika CCD (lub uaktywnienia jego komórek) oraz z czasem trwania impulsu światła. Ponieważ intensywność rozpraszania impulsu światła laserowego przez cząstki posiewu w porównaniu z rozpraszaniem światła pochodzącego z innych źródeł emitujących oświetlenie podczas eksperymentu (słoneczne światło dzienne, oświetlenie pomieszczenia) jest o wiele wyższa (ponadto pomiary eksperymentalne przeprowadza się zazwyczaj w zaciemnieniu lub na obiektyw kamery nakłada się filtr monochromatyczny przepuszczający tylko światło lasera), moment i czas trwania ekspozycji determinowany jest wyłącznie przez laser. W celu rejestracji pary obrazów konieczna jest odpowiednia synchronizacja pracy kamery i lasera, zwana *frame-straddling*, co oznacza odpowiednie umieszczenie impulsów światła lasera na osi czasu, po obu stronach momentu przełączenia w kamerze akwizycji pierwszej i kolejnej ramki. Krytycznym parametrem w tej sytuacji jest czas, jaki kamera potrzebuje na transmisję danych obrazowych z pierwszej ramki z przetwornika CCD, aby móc rejestrować kolejną. Dopiero we współczesnych kamerach wykorzystujących skan progresywny z wybieraniem międzyliniowym czas ten jest odpowiednio krótki. W takich kamerach każdy piksel jest powiązany z komórką pamięci i dane obrazowe mogą być odczytywane z poszczególnych pikseli jednocześnie. Łącznie z zastosowaniem podwójnych laserów daje to obecnie możliwość rejestracji par obrazów z interwałem czasowym rzędu pojedynczych mikrosekund.

6.4.2. Laserowe źródła światła

Impulsy światła emitowane przez laser mają cechy, które są krytyczne z punktu widzenia zastosowania w technice PIV:

- energia impulsów lasera jest odpowiednio duża, aby uzyskiwać wyraźny obraz cząstek posiewu;
- duża gęstość energii w wiązce lasera i jej mała rozbieżność pozwalają uzyskać dużą powierzchnię obrazowania o równomiernym oświetleniu;

- czas trwania pojedynczego impulsu lasera ma długość rzędu nanosekund (5–9 ns), co pozwala założyć, że w czasie ekspozycji cząstki posiewu pozostają nieruchome w szerokim zakresie obserwowanych prędkości;
- monochromatyczność światła laserowego eliminuje problemy z aberracją chromatyczną układu optycznego noża świetlnego i obiektów kamer.

Istnieje wiele odmian laserów, które podczas rozwoju PIV znajdowały zastosowanie w tej technice. Szczegółowe opisy wraz z informacjami na temat zasady działania można znaleźć w literaturze [6, 105]. Obecnie najbardziej rozpowszechnione są systemy PIV wyposażone w kompaktowe lasery, w których ośrodkiem czynnym jest odpowiedni kryształ (ciało stałe). Do takich laserów należy szeroko stosowany laser Nd:YAG, zbudowany z kryształ granatu itrowo-glinowego ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YAG) domieszkowany jonami neodymu Nd^{3+} . Laser taki pierwotnie generuje światło o długości 1064 nm (podczerwień), którego częstotliwość jest następnie podwajana dzięki przepuszczeniu przez kryształ nieliniowy triboratu litu (LiB_3O_5). Ostatecznie na wyjściu lasera otrzymujemy impulsy światła zielonego o długości fali 532 nm.

Jak wspomniano wcześniej, chwile czasu, w których następuje generacja impulsów światła, jednoznacznie określają interwał czasowy między akwizycją dwóch kolejnych obrazów. Dlatego bardzo istotnym aspektem jest możliwość dokładnego sterowania chwilami pojawiania się impulsów laserowych i ich synchronizacja z pracą kamery. W tym celu lasery stosowane w technice PIV posiadają tzw. *Q-switch*, czyli przełącznik dobroci optycznej wnęki rezonatora laserowego. Skokową zmianę dobroci układu rezonansowego uzyskuje się za pośrednictwem komórki Pockelsa, do której doprowadza się napięcie sterujące. Odpowiednie sterowanie przełącznikiem dobroci umożliwia generowanie impulsów laserowych o bardzo dużej energii skoncentrowanej w momencie pompowania przez lampę wyładowczą w jej najbardziej energetycznej fazie.

We współczesnych systemach PIV używane są lasery z podwójnym oscylatorem, co oznacza w praktyce, że w jednej obudowie umieszczone są dwa lasery, których wiązki wyjściowe poprzez odpowiedni układ optyczny kierowane są na wspólny powielacz częstotliwości (kryształ nieliniowy) i do wspólnego wyjścia. Wyposażenie każdego lasera w przełącznik dobroci (*Q-switch*) umożliwia niezależną regulację siły impulsów i interwału czasowego między rozświetlaniem poruszających się cząstek posiewu.

Konstrukcja podwójnych laserów Nd:YAG jest zazwyczaj zoptymalizowana dla określonej częstotliwości generowanych impulsów. Związane jest to z zapewnieniem stałej temperatury lasera i napięcia lampy wyładowczej, co determinuje stałe parametry emitowanej wiązki lasera.

Krytycznymi parametrami układu źródła światła w przypadku zastosowań PIV w obrazowaniu fali akustycznej jest energia impulsów, maksymalna częstotliwość generowania par impulsów oraz minimalny interwał czasowy między kolejnymi impulsami. W związku ze skończoną szybkością odprowadzania ciepła dwa pierwsze warunki są przeciwstawne. Stąd dostępne obecnie na rynku lasery o dużych energiach pojedynczych impulsów (powyżej 200 mJ) charakteryzują się częstotliwościami repetycji rzędu 10 Hz. Z kolei lasery szybkie o częstotliwości repetycji większej od 1 kHz generują impulsy o energiach co najmniej 10-krotnie mniejszych. Dlatego w przypadku akustycznej laserowej anemometrii obrazowej zaobserwować można dzisiaj dwie tendencje:

1. Rozwój systemów typu *time-resolved PIV* – mała energia impulsów, duża częstotliwość repetycji.

Takie systemy umożliwiają bezpośrednią częstotliwościową analizę danych pomiarowych w zakresie częstotliwości spełniających twierdzenie o próbkowaniu. Pozwalają jednak na obserwację fali w stosunkowo małych obszarach oraz wymagają ostrożnej analizy ze względu na możliwość występowania zjawiska aliasingu danych w przypadku nieograniczonego pasma sygnałów wymuszających.

2. Rozwój systemów synchronizowanych typu *phase-locked PIV* – duża energia impulsów, mała częstotliwość repetycji.

Takie systemy umożliwiają obserwację fali akustycznej w stosunkowo dużych obszarach, lecz wymagają akwizycji danych zsynchronizowanej z sygnałem wymuszającym. Pewnym ograniczeniem tej techniki jest fakt, że najprościej z jej użyciem obserwować zjawiska wymuszane tonami o znanej częstotliwości. Jednak w świetle ostatnich badań autora można zakres stosowności rozszerzyć o sygnały wymuszające o ograniczonym paśmie częstotliwości.

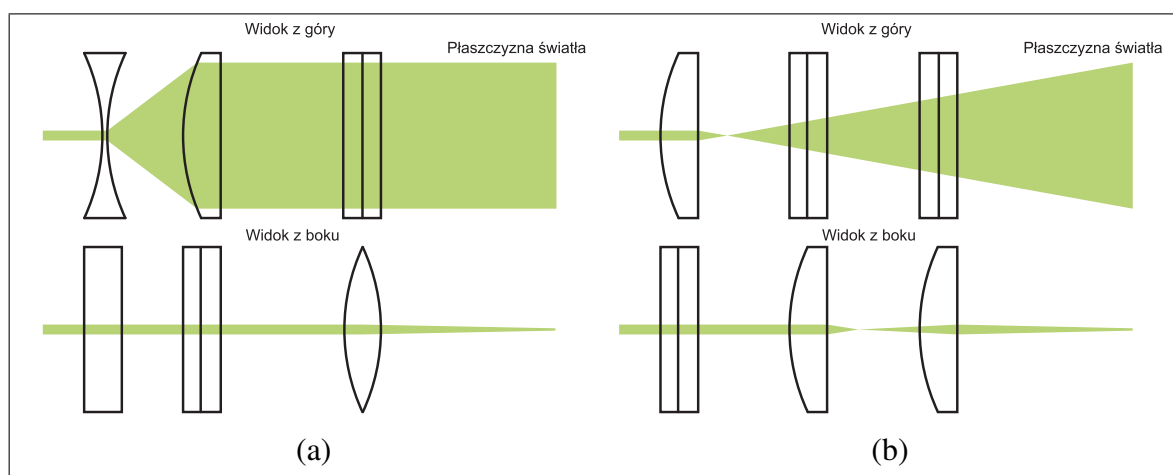
W laserach o dużej energii impulsów występują pewne problemy z zachowaniem prawidłowego, czyli gaussowskiego rozkładu w energetycznym profilu wiązki emitowanego światła. Profil ten często zmienia się w zależności od odległości od źródła. Skutkuje to tym, że na wyjściu optycznego układu noża świetlnego obserwowana płaszczyzna jest rozświetlana niejednorodnie, co powoduje obniżenie jakości danych pomiarowych i wątpliwą dokładność całego pomiaru. Ma to szczególne znaczenie przy obserwacji ruchu falowego, gdzie długość fali jest porównywalna z obserwowanym obszarem i zniekształcenie obrazu fali może być błędnie zinterpretowane. Przy wyborze lasera należy kierować się więc zaufaniem do marki producenta i dbać o możliwie najdokładniejsze zestrojenie lasera.

6.4.3. Optyczny układ noża świetlnego

Zadaniem układu optycznego w systemie PIV jest doprowadzenie wiązki światła laserowego do obiektu oraz ukształtowanie wiązki laserowej w formę płaszczyzny światła o jednorodnej jasności i grubości. Można w nim wyróżnić układ lusterek umożliwiający prowadzenie w określony sposób wiązki światła i instalację lasera w wygodnej odległości od badanego obiektu oraz optyczny układ noża świetlnego. Zastosowanie układów światłowodowych do prowadzenia wiązki laserowej jest na obecnym poziomie technologicznym ograniczone ze względu na duże energie przesyłanych impulsów (większe niż 200 mJ), a w przypadku laserów o mniejszej mocy ze względu na straty energii. Tak więc układ lusterek może być zainstalowany na nieruchomej lub częściowo ruchomej ramie stanowiska pomiarowego. Wygodniejszym rozwiązaniem jest tzw. *ramię optyczne*, które składa się z układu lusterek i przegubów gwarantującego prowadzenie światła w dowolny sposób i automatyczne dopasowywanie położenia lusterek do przestrzennego ułożenia całego ramienia. Konstrukcja ramienia gwarantuje ponadto bezpieczne prowadzenie wiązki laserowej o dużej energii. Na końcu toru doprowadzającego wiązkę światła umieszcza się układ noża świetlnego, który zazwyczaj zbudowany jest z trzech soczewek cylindrycznych lub sferycznych o różnym kształcie. Konstrukcja układu soczewek zależy od parametrów wiązki laserowej. W przypadku laserów argonowo-jonowych, których wiązka ma bardzo małą średnicę i jest bardzo zbieżna, do utworzenia płaszczyzny światła wystarczy nawet tylko jedna cylindryczna soczewka rozpraszająca. W przypadku szeroko stosowanych laserów Nd:YAG o gorszych parametrach wiązki trzeba zastosować układ złożony, aby uzyskać cienką warstwę światła o dużej intensywności. Pierwsza soczewka rozprasza wiązkę, druga skupia w płaszczyźnie prostopadłej w celu uzyskania dużej intensywności, a trzecia może dodatkowo zapewniać stałą szerokość płaszczyzny światła. Taki układ pokazano na ryc. 6.4.

W układzie soczewek noża świetlnego unika się stosowania jako pierwszej soczewki skupiającej, gdyż prowadzi to do powstania ogniska (w przypadku soczewki sferycznej) lub linii ogniskowej (w przypadku soczewki cylindrycznej). W miejscu takim doszłoby do zbyt dużej koncentracji energii świetlnej skutkującej jonizacją powietrza lub co najmniej spalaniem drobin zanieczyszczeń unoszonych w powietrzu lub cząstek posiewu. Ze względu na efekty akustyczne zakłócony zostałby bieg wiązki laserowej.

Za grubość płaszczyzny światła odpowiada soczewka wyjściowa i w zależności od długości jej ogniskowej oraz pierwotnej zbieżności wiązki lasera minimalną grubość płaszczyzny światła otrzymać można w wymaganej odległości od układu noża świetlnego. Osiągalna grubość wiązki wynosi zwykle 1 mm.



Ryc. 6.4. Układy optyczne noża świetlnego z soczewkami cylindrycznymi. Układ (a) z soczewką rozpraszającą do układów impulsowych o dużych energiach. Układ (b) z niezależną regulacją szerokości i grubości płaszczyzny światła do układów o mniejszych energiach

Zastosowanie soczewek sferycznych ma z jednej strony zalety ze względu na łatwiejszy proces technologiczny w wypadku produkcji soczewek o krótkich ogniskowych, z drugiej strony ich zastosowanie w układzie noża świetlnego nie zapewnia niezależnej regulacji szerokości płaszczyzny światła oraz jej grubości. Taką możliwość daje zastosowanie soczewek cylindrycznych w układzie z ryc. 6.4b. Układ ten zapewnia jednocześnie stałą grubość płaszczyzny w szerokim zakresie odległości, która jest mniejsza od pierwotnej średnicy wiązki laserowej. Ponieważ w układzie tym występuje ogniskowanie między drugą a trzecią soczewką, należy odizolować ten obszar od zanieczyszczeń.

W konstrukcji układu noża świetlnego należy również uwzględnić fakt, że soczewki bez warstwy antyrefleksyjnej zawsze w pewnym stopniu odbijają światło. I choć są to zwykle małe wartości (poniżej 5%), skupianie tych odbić może być niebezpieczne. Aby tego uniknąć, w zależności od tego, którą z kolei jest dana soczewka w układzie noża, jej krzywizna wypukła powinna być skierowana w stronę wiązki równoległej lub rozbieżnej, a nie w stronę wiązki skupionej. Innym sposobem uniknięcia cofnięcia energii świetlnej w kierunku lasera jest lekkie wzajemne pochylenie soczewek.

6.4.4. Częstki wskaźnikowe i ich dobór

Ruch ośrodków przezroczystych nie może być wprost obserwowany metodami wizyjnymi. Aby było to możliwe, do przezroczystego płynu dodaje się cząstki znacznikowe lub wskaźnikowe zwane inaczej *posiewem* [69, 70]. U podstaw działania laserowej anemometrii obrazowej leżą trzy założenia dotyczące posiewu:

1. Ruch cząstek posiewu wiernie odzwierciedla ruch elementów płynu.

2. Cząstki są w stanie tak rozpraszać światło, aby móc rejestrować ich położenie metodą fotograficzną.
3. Dodanie cząstek posiewu do badanego ośrodka nie zmienia jego właściwości i zjawisk w nim zachodzących.

Ponieważ w niniejszej pracy zajmujemy się obserwacją fal akustycznych rozchodzących się w powietrzu, ograniczymy się do opisu stosowanych substancji i metod generowania posiewu w tym zastosowaniu. Z reguły stosuje się tu substancje oleiste:

- DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat);
- roztwór wodny glikolu;
- olej roślinny;
- cząstki stałe – dwutlenek tytanu (biel tytanowa).

Parametry użytkowe tych materiałów zebrano w tabeli 6.1

Tabela 6.1. Substancje stosowane do generacji posiewu w powietrzu [105]

Materiał	Średnica cząstek D [μm]	Gęstość ρ [kg/m^3]	$\gamma = \frac{\rho}{\rho_{\text{air}}}$
DEHS	1–3	912	707
Glikol (roztwór wodny)	1–3	1000	775
Olej roślinny	1–3	888	688
Biel tytanowa	1–3	4230	3279

Szczególnie godny uwagi jest DEHS. Jest to przezroczysta, oleista i bezwonna ciecz, która po rozpyleniu tworzy stabilny aerozol z cząstkami o średnicach od 0,2 do 1 μm o czasie życia wynoszącym co najmniej 4 godziny. Istotną cechą jest również fakt, że DEHS całkowicie wyparowuje po dłuższym czasie, co oznacza, że nie ma niebezpieczeństwa trwałego oleistego zabrudzenia elementów stanowiska badawczego i badanych obiektów. W przypadkach, kiedy badany obiekt jest odporny na zabrudzenie i może być swobodnie czyszczony, tańszym rozwiązaniem jest stosowanie oleju roślinnego.

Aby być pewnym tego, że ruch cząstek posiewu w pełni odwzorowuje ruch cząstek powietrza, należy oszacować czas reakcji cząstek na jakiegokolwiek zmiany w badanym przepływie. Charakterystyczny czas reakcji cząstek posiewu można obliczyć na podstawie wzoru:

$$T_p = \frac{u_T}{g}, \quad (6.4.1)$$

gdzie T_p jest czasem reakcji cząstki, u_T jest swobodną prędkością opadania cząstki, a g przyspieszeniem ziemskim [124].

Swobodną prędkość opadania oblicza się ze wzoru:

$$u_T = \frac{(\gamma - 1)D^2 g}{18\nu}, \quad (6.4.2)$$

gdzie D jest średnicą cząstki posiewu, ν jest lepkością kinematyczną cieczy, a γ jest stosunkiem gęstości drobiny posiewu do gęstości cieczy [120].

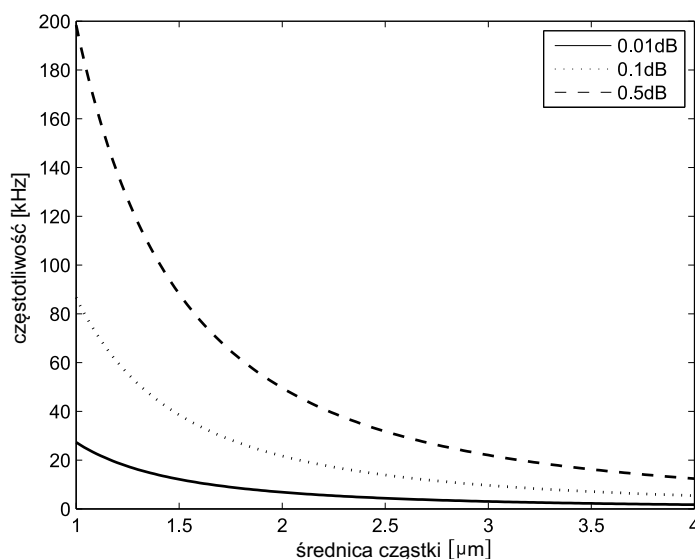
Ponieważ gęstość cząstek posiewu jest dużo większa od gęstości powietrza, ich odpowiedź dynamiczną na wymuszenie opisać można odpowiedzią elementu inercyjnego pierwszego rzędu o stałej czasowej wyliczanej wg (6.4.1).

W przypadku wymuszenia akustycznego dokładność odwzorowywania ruchu cząstek akustycznych może bazować na analizie zniekształceń sygnału tonalnego będącego najwyższą harmoniczną obserwowanego zaburzenia. Odpowiedź czasową układu inercyjnego pierwszego rzędu na wymuszenie harmoniczne można zapisać jako:

$$y(t) = \frac{\omega T_p}{1 + \omega^2 T_p^2} \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_p}\right) + \frac{1}{(1 + \omega^2 T_p^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot \sin(\omega t - \arctg(\omega T_p)), \quad (6.4.3)$$

gdzie ω to częstość kołowa sygnału związana z częstotliwością $\omega = 2\pi f$, a T_p to czas reakcji cząstek posiewu.

Pierwszy człon (6.4.3) to składowa zanikająca stanu nieustalonego, która w przypadku badań z ustalonym sygnałem wymuszającym nie ma znaczenia. Natomiast człon drugi reprezentuje przebieg harmoniczny, który w stosunku do wymuszenia (idealnej odpowiedzi w danym punkcie przestrzeni pomiarowej) ma zmniejszoną amplitudę oraz jest przesunięty w fazie. Na ryc. 6.5 pokazano zależność częstotliwości maksymalnych sygnału w funkcji średnicy cząstek posiewu DEHS w powietrzu dla różnych dopuszczalnych wartości błędu amplitudy. Podstawiając do (6.4.2) wartości $D = 1 \mu\text{m}$ oraz $\gamma = 707$, otrzymamy prędkość $u_T = 25 \mu\text{m s}^{-1}$ oraz czas reakcji cząstki $T_p = 2,5 \mu\text{s}$. Dla częstotliwości wymuszenia 510 Hz czas reakcji cząstki jest ok. 800-krotnie szybszy od okresu wymuszenia. Na tej podstawie można stwierdzić, że cząstki posiewu dokładnie odwzorowują ruch cząstek powietrza.

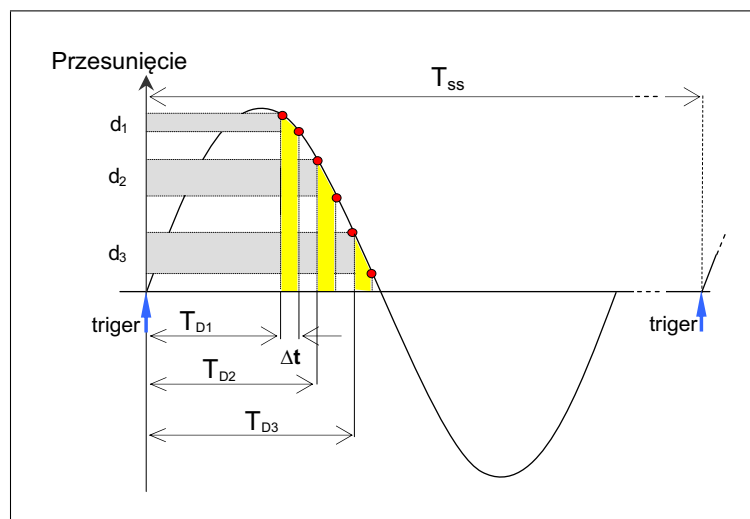


Ryc. 6.5. Zależność częstotliwości maksymalnej sygnału odwzorowywanego wiernie przez ruch cząstek posiewu DEHS o średnicy D

6.5. Obrazowanie chwilowych wartości prędkości cząstki akustycznej – PIV z synchronizacją fazy

Do obserwacji stacjonarnego pola akustycznego można wykorzystać tradycyjną metodę PIV z odpowiednią synchronizacją rejestracji obrazów względem faz sygnału wymuszającego. Taka metoda nazywa się *phase-locked PIV*, czyli *PIV z synchronizacją fazy* [33, 108, 122, 123]. Pomiaru prędkości chwilowej w kolejnych fazach ewolucji sygnału akustycznego z rozdzielczością gwarantującą spełnienie warunków Shannona dokonuje się za pomocą wielokrotnej akwizycji danych w chwilach czasu zsynchronizowanych do przebiegu wymuszającego z odpowiednio zwiększonym opóźnieniem. Pokazano to na ryc. 6.6.

Czas T_{SS} jest okresem, z jakim pojawia się sygnał synchronizacji (trigger) wyzwalający akcję rejestracji danych. Sygnał ten jest zazwyczaj zsynchronizowany z sygnałem akustycznym wymuszającym badany przepływ akustyczny. Może być również zsynchronizowany z sygnałem generowanym przez sam badany układ. Minimalny czas T_{SS} jest związany z konkretnymi możliwościami danego systemu PIV, tzn. z maksymalną częstotliwością pracy kamery oraz lasera. Rejestracja pierwszego obrazu następuje po czasie T_D od momentu pojawienia się sygnału synchronizacji. Wtedy swój impuls generuje Laser 1. Po ustalonym interwale Δt generowany jest kolejny impuls przez Laser 2 i rejestrowany jest drugi obraz. Następnie ładowany jest laser i jednocześnie dane obrazowe transferowane są do systemu akwizycji. Po czasie T_{SS} rejestracja się powtarza (ryc. 6.6). W celu zapewnienia odpowiedniego odstępu sygnału do szumu w wyznaczanym polu prędkości dla pojedynczego T_D rejestruje się



Ryc. 6.6. Zsynchronizowana akwizycja obrazów w technice *phase-locked PIV*. T_{ss} – całkowita długość cyklu akwizycji pary obrazów; T_{Di} – regulowane opóźnienie między sygnałem wyzwalającym a momentem emisji impulsu światła z Lasera 1 oraz akwizycji pierwszego obrazu w parze; Δt – interwał czasowy między emisją impulsu świetlnego z Lasera 1 i Lasera 2 oraz między akwizycją kolejnych obrazów w parze

od kilkudziesięciu do kilkuset par obrazów. Po zarejestrowaniu odpowiedniej liczby danych zmieniany jest czas T_D i proces jest powtarzany. Liczba mierzonych faz na jeden okres sygnału wymuszającego zależy od celu i żądanej dokładności pomiaru. Przy wymuszeniu tonalnym ilość faz (a tym samym wartości nastaw czasu T_D) wynosi zwykle od kilku do kilkudziesięciu.

Idea działania PIV polega na obserwacji rozkładu cząstek posiewu, które rozświetlane są światłem padającym prostopadle do osi kamery rejestrującej obraz. W takiej sytuacji tylko niewielka ilość energii świetlnej jest rozpraszana przez posiew i trafia na światłoczuły przetwornik kamery. Niestety wszelkiego rodzaju elementy konstrukcyjne modelu oświetlane impulsami lasera również rozpraszają światło w kierunku kamery, a moc tych refleksów – na co należy zwrócić szczególną uwagę – zakłóca obserwację posiewu i może prowadzić do przesterowania przetwornika wizyjnego, a nawet do jego zniszczenia (wypalania pojedynczych pikseli). Dlatego tak ważne jest przygotowanie badanych modeli fizycznych pod kątem ograniczenia szkodliwych refleksów. Jest to szczególnie istotne w przypadku obserwacji zjawisk w bezpośrednim sąsiedztwie różnego rodzaju krawędzi i ścianek. Aby uniemożliwić dostawanie się szkodliwych refleksów do układu optycznego kamery, należy stosować umiejętne połączenie techniki maskowania obszaru obserwacji z odpowiednim pokryciem powłokami antyrefleksyjnymi elementów, które muszą znaleźć się w polu obserwacji. W praktyce trudno wyeliminować wszelkie szkodliwe odbicia. W prezentowanych przykładach będzie można zaobserwować fragmenty pola, gdzie

ze względu na użycie koniecznej maski nie można było obserwować pola w bezpośredniej odległości od określonego fragmentu modelu.

W dalszej części rozdziału zaprezentowano wyniki wizualizacji pola prędkości w dwóch obiektach. Inne przykłady zastosowania tej metody można znaleźć w [90, 122].

6.6. Analiza metrologiczna PIV

Aby przeanalizować daną metodę pomiarową pod względem jej podatności na niepewności, którymi mogą być obarczone wejściowe wielkości mierzone, stosuje się standardową metodę analizy niepewności. Ogólna idea wyznaczania niepewności pomiarowej nierozzerwalnie związanej z każdym rodzajem pomiaru została opracowana i przyjęta do powszechnego stosowania już kilkadziesiąt lat temu. Obecnie głównym punktem odniesienia w tym zakresie jest publikacja [2]. Aby swobodnie stosować analizę niepewności pomiarowej, należy zdefiniować kilka podstawowych pojęć.

1. **Dokładność** (*accuracy*) określa stopień „prawdziwości” pomiaru, tzn. jak wynik pomiaru jest bliski wartości rzeczywistej. Nie jest więc możliwe, aby zawsze właściwie oszacować dokładność metody pomiaru, gdyż prawdziwy wynik pomiaru praktycznie nigdy nie jest znany.
2. **Precyzja** (*precision*) jest miarą niepewności wyniku pomiaru, tzn. jakiego rozrzutu wartości wyniku należy się spodziewać przy powtarzaniu pomiaru w takich samych lub podobnych warunkach. Precyzja metod pomiarowych jest często określana na podstawie badań w ramach pojedynczego laboratorium oraz badań międzylaboratoryjnych.
3. **Powtarzalność** (*repeatability*) oznacza precyzję pomiarów wykonywanych przez tego samego badacza z wykorzystaniem tych samych przyrządów pomiarowych i w tym samym laboratorium. Jest zatem wynikiem badań wewnątrzlaboratoryjnych i największy wpływ na nią ma stabilność źródeł sygnałów pomiarowych, stabilność czujników oraz stabilność mierzonej próbki lub mierzonego procesu.
4. **Odtwarzalność** (*reproducibility*) oznacza dokładność wyników pomiarów uzyskanych przez różnych badaczy wykorzystujących różny sprzęt pomiarowy w różnych laboratoriach. Jest to wynik badań międzylaboratoryjnych i wpływ na niego ma podatność metody pomiarowej na zmiany mierników i środowiska, w jakim przeprowadzane są pomiary.

Na podstawie analizy dostępnej literatury można stwierdzić, że nie zostały wypracowane dotychczas określone standardy metodologii pomiarów pola akustycznego metodą PIV. W wielu pracach poświęconych obrazowaniu pola akustycznego za pomocą PIV znaleźć można stwierdzenia typu: „otrzymane wyniki eksperymentalne pozostają w dużej mierze w zgodzie z istniejącym modelem teoretycznym”. I zazwyczaj wypływającym z tego wnioskiem jest stwierdzenie o przydatności techniki PIV do tego typu badań. Sprawę postawić można jednak inaczej. Jeśli dążymy do budowania dokładniejszych modeli zjawisk rzeczywistych, należy być pewnym (jeśli to oczywiście w ogóle możliwe), czy otrzymywane niezgodności między eksperymentem a teorią są związane z niedoskonałością metody eksperymentalnej, czy właśnie wskazujemy na subtelne zjawiska nieuwzględnione przez istniejący model. Aby móc poprawić istniejące modele, należy z dużą precyzją określić przydatność danej metody pomiarowej do określonych pomiarów i jej dokładność metrologiczną. Wtedy na podstawie nie tylko jakościowej, ale i ilościowej analizy rozbieżności wyników eksperymentalnych i modelowych można ewentualnie wnioskować o poprawności stosowanego modelu.

Choć metoda PIV stosowana jest w mechanice płynów od ponad 30 lat, dopiero w 2012 roku i kolejnych latach wypracowano metody szacowania niepewności pomiarowej, które skonfrontowano wzajemnie z wykorzystaniem bazy danych z pomiarów rzeczywistych. Zaliczyć do nich można metodę powierzchni niepewności pomiarowej (*uncertainty surface*) opracowaną przez zespół Timminsa [128], metodę stosunku wartości szczytowych (*peak ratio*) zaproponowaną przez Charonko i Vlachosa [14] oraz metodę dopasowania obrazów (*image matching*), zwaną inaczej rozmyciem cząstek posiewu (*particle disparity*) z modyfikacjami zaproponowanymi przez Wienekego [117, 141]. Właściwości tych metod zostały szczegółowo porównane w [116]. Szacowane niepewności pomiarowe dotyczyły systemów time-resolved PIV o częstotliwości próbkowania 4, 5 i 10 kHz i rozdzielczości obrazu 1024×1024 piksele. Powyższe metody są dostępne w najnowszych wersjach oprogramowania systemów PIV (np. oprogramowanie *DaVis* w wersji 10 firmy *LaVision GmbH*).

6.7. Błąd systematyczny wyznaczania prędkości akustycznej techniką PIV i jego korekcja

6.7.1. Błędy wizualizacji pola prędkości akustycznej prowadzonej techniką PIV

Prędkość wyznaczana jest w metodzie PIV w sposób pośredni na podstawie pomiaru przesunięcia obrazu cząstek $\vec{s}$ w znanym interwale czasowym Δt :

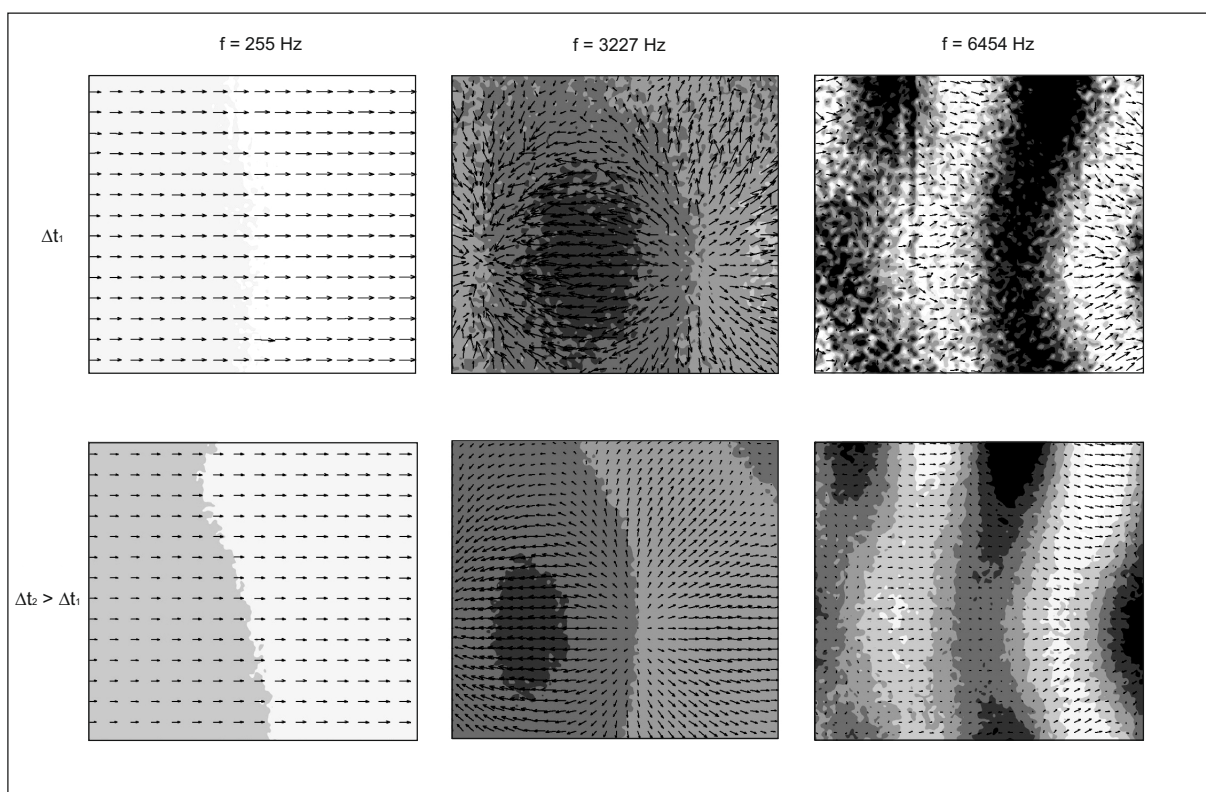
$$\vec{v} = \frac{\vec{s}}{\Delta t} \quad (6.7.1)$$

Dokładność wyznaczania prędkości na podstawie wzoru (6.7.1) zależy od fizycznych zjawisk zachodzących w obserwowanym polu, od dokładności wyznaczenia przemieszczenia oraz od wielkości interwału czasowego Δt . Istnieje kilka prac poświęconych analizie błędów związanych z wyznaczaniem przemieszczenia w funkcji parametrów optycznych systemu, wielkości cząstek posiewu oraz zastosowanego algorytmu wyznaczania przemieszczenia na podstawie analizy korelacyjnej zarejestrowanych obrazów. W pracach tych można wyróżnić dwa podejścia: symulacyjne wykorzystujące analizę MonteCarlo [105] oraz czysto modelowo-analityczne [4]. Rozważania te prowadzone są z reguły w aspekcie stosowania metody PIV do wizualizacji masowych przepływów burzliwych w mechanice płynów. Niektóre z wniosków są oczywiście uniwersalne (dobór wielkości cząstek posiewu, optymalna gęstość cząstek posiewu na obrazie itp.), inne natomiast ze względu na specyfikę ruchu cząstek akustycznych nie mają w akustyce zastosowania (m.in. dobór interwału czasowego Δt). Z drugiej strony specyficzne cechy ruchu w polu akustycznym mogą zostać wykorzystane jako wiedza *a priori* przy tworzeniu określonego modelu procedury pomiarowej. Na tej podstawie można wyznaczyć systematyczny błąd metody. W niniejszym rozdziale przedstawiony zostanie model błędu systematycznego spowodowanego niezerowym interwałem czasowym Δt . Wyznaczane na jego podstawie poprawki amplitudowo-fazowe prawidłowo korygują dane pomiarowe, co potwierdzono eksperymentalnie. Zaprezentowana metoda korekcji umożliwia dokładniejsze obrazowanie fal akustycznych metodą phase-locked PIV generowanych wymuszeniem tonalnym, wielotonowym, a nawet szumowym o ograniczonym paśmie.

Problem doboru optymalnego interwału czasowego Δt

Na ryc. 6.7 pokazano trzy pary przykładowych obrazów wizualizacji chwilowej prędkości akustycznej zaburzenia akustycznego rozchodzącego się w falowo-

dzie o przekroju kwadratowym w płaszczyźnie przekroju wzdłużnego. W każdej parze obserwowano tę samą chwilę czasu względem sygnału wyzwalającego ($T_D = const.$), natomiast inny jest interwał Δt . Każda para przedstawia obraz rozchodzenia się tonu o innej częstotliwości: 255, 3227 oraz 6454 Hz. Na rycinach zauważyć można trzy zasadnicze różnice. Po pierwsze na obrazach górnych zmierzone amplitudy prędkości są większe niż na obrazach dolnych, po drugie obrazy górne i dolne są względem siebie przesunięte i po trzecie obrazy dolne wydają się być gładzsze (uśrednione) w porównaniu z obrazami górnymi. Widać zatem wyraźnie, że na rejestrowany przestrzenno-amplitudowy rozkład pola prędkości akustycznej dobór Δt ma niebagatelny wpływ. W artykule [85]



Ryc. 6.7. Przykłady pól prędkości akustycznej w falowodzie dla wymuszeń o różnych częstotliwościach. Pomiary wykonane techniką PIV z różnymi wartościami interwału czasowego Δt

autorzy poruszyli problem optymalnego doboru interwału czasowego między impulsami lasera i wskazali na dwa zjawiska determinujące jego prawidłowy dobór w przypadku pomiaru pola prędkości akustycznej. Interwał ten musi być na tyle długi, aby poruszająca się cząstka akustyczna przebyła drogę, jaką jest w stanie wykryć system PIV, a z drugiej strony związane jest to z rozdzielczością użytej kamery, wielkością cząstek posiewu oraz zastosowanymi algorytmami umożliwiającymi wykrywanie przemieszczeń subpikselowych. Z drugiej strony interwał czasowy powinien być na tyle krótki, aby można było założyć

z określoną dokładnością, że w tym czasie cząstka porusza się ze stałą prędkością. Zaproponowana formuła ma postać:

$$\frac{1}{2} \frac{\delta_{pix}}{U_{ac}} < \Delta t < 0,12 T_{ac}, \quad (6.7.2)$$

gdzie δ_{pix} – wielkość piksela, U_{ac} – amplituda prędkości akustycznej oszacowana na podstawie modelu teoretycznego z wartości napięcia przyłożonego do głośnika oraz T_{ac} – okres tonu wymuszającego.

Formułę (6.7.2) oparto na wynikach obserwacji tonów o częstotliwościach 25, 72 i 144 Hz, dla których amplituda przemieszczenia cząstek jest duża w stosunku do stosowanych obszarów przeszukiwania (*interrogation area*) już przy stosunkowo małych poziomach ciśnienia akustycznego. Zauważony wzrost błędów dla dłuższych czasów mógł więc być spowodowany wykraczaniem cząstek poza obszary przeszukiwania. Dla wyższych częstotliwości i niższych amplitud przemieszczenia są o wiele mniejsze i górna granica zalecanego interwału czasowego może zostać podwyższona. Problem stałości prędkości w interwale Δt może zostać pominięty, przyjmując *a priori* sinusoidalną postaci propagującej fali. Takie podejście zaprezentowano poniżej.

6.7.2. Model błędu systematycznego wyznaczania prędkości akustycznej techniką PIV

Podczas propagacji fali akustycznej cząstki posiewu drgają zgodnie z drganiami ośrodka. Ruchy te są rejestrowane przez system PIV w płaszczyźnie wyznaczonej przez *nóż świetlny* i można je utożsamiać z ruchami cząstek akustycznych. W płaszczyźnie obserwacji trajektoria ruchu cząstek akustycznych ma kształt elips (w szczególnym przypadku odcinków). Wektor przesunięcia (wychylenia) $\vec{s}$ można rozłożyć na tej płaszczyźnie na dwie składowe ortogonalne:

$$\vec{s} = s_X \cdot \vec{i} + s_Y \cdot \vec{j}, \quad (6.7.3)$$

$$s_X = s_{Xmax} \sin(\omega t + \varphi_{X0}), \quad (6.7.4)$$

$$s_Y = s_{Ymax} \sin(\omega t + \varphi_{Y0}), \quad (6.7.5)$$

gdzie: $\vec{i}, \vec{j}$ – wektory jednostkowe w kartezjańskim układzie odniesienia; s_X, s_Y – składowe ortogonalne wychylenia chwilowego; s_{Xmax}, s_{Ymax} – amplitudy składowych ortogonalnych; ω – częstość kołowa sygnału harmonicznego; $\varphi_{X0}, \varphi_{Y0}$ – fazy początkowe składowych wychylenia chwilowego.

Aby uprościć zapis, w dalszej części pracy ograniczono się do wyznaczenia

składowej X . Wyznaczenie składowej ortogonalnej jest analogiczne. W związku z tym pominięto indeksy X i Y . Zgodnie z (6.7.1) składowa prędkości chwilowej w punkcie obserwacji (w podejściu eulerowskim) w ruchu harmonicznym ma postać:

$$u_{IDEAL} = \frac{ds}{dt} = \omega \cdot s_{max} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (6.7.6)$$

Zgodnie z zasadą działania systemu PIV prędkość (6.7.6) w tym ruchu w chwili t_0 zostanie zmierzona jako:

$$u_{MEAS} = \frac{s_{max} \cdot (\sin(\omega(t_0 + \Delta t) + \varphi_0) - \sin(\omega t_0 + \varphi_0))}{\Delta t}. \quad (6.7.7)$$

Korzystając z definicji pierwszej sferycznej funkcji Bessela $Sa(x)$ jako:

$$Sa(x) = \begin{cases} \frac{\sin(x)}{x} & \text{dla } x \neq 0 \\ 1 & \text{dla } x = 0 \end{cases} \quad (6.7.8)$$

wzór (6.7.7) można przekształcić do postaci:

$$u_{MEAS} = \omega \cdot s_{max} \cdot Sa\left(\frac{\omega \Delta t}{2}\right) \cdot \cos\left(\omega t_0 + \frac{\omega \Delta t}{2} + \varphi_0\right). \quad (6.7.9)$$

Porównując wzory (6.7.6) i (6.7.9), widać, że obraz fali harmoniczej zrekonstruowany na bazie pomiaru PIV obarczony będzie błędem amplitudy i fazy. Współczynnik multiplikatywny błędu amplitudy ε_{amp} można zapisać jako:

$$\varepsilon_{amp} = \frac{u_{MEAS}}{u_{IDEAL}} = Sa\left(\frac{\omega \Delta t}{2}\right) = Sa\left(\pi \frac{\Delta t}{T}\right) \quad (6.7.10)$$

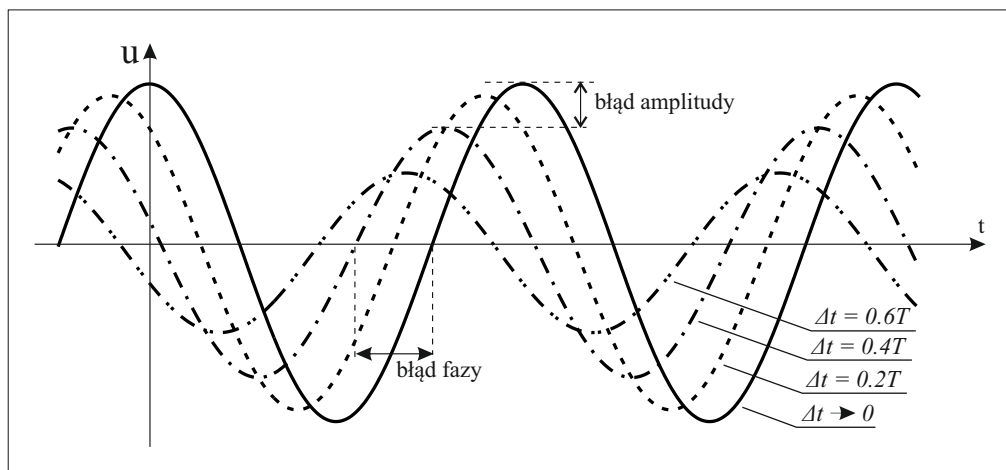
a współczynnik addytywny błędu fazy ε_{phase} jako:

$$\varepsilon_{phase} = \varphi_{MEAS} - \varphi_{IDEAL} = \frac{\omega \Delta t}{2} = \pi \frac{\Delta t}{T}, \quad (6.7.11)$$

gdzie T jest okresem mierzonego sygnału harmonicznego.

Efekt zmniejszania amplitudy i przesunięcia fazowego zrekonstruowanego przebiegu sinusoidalnego dla różnych wartości $\frac{\Delta t}{T}$ w porównaniu z przypadkiem idealnym pokazano na ryc. 6.8.

W tabeli 6.2 zebrano wartości współczynników ε_{amp} i ε_{phase} dla $\frac{\Delta t}{T} \in \langle 0; 0,5 \rangle$. Wartości te można wykorzystywać do korekcji wyników pomiarów, co zostanie pokazane w następnym paragrafie.



Ryc. 6.8. Błąd amplitudy i fazy estymacji prędkości akustycznej tonu dla niezerowych czasów obserwacji przesunięcia Δt

Tabela 6.2. Wartości współczynników ϵ_{amp} i ϵ_{phase}

$\frac{\Delta t}{T}$	ϵ_{amp}	$20 \log \epsilon_{amp}$ [dB]	ϵ_{phase}	$\frac{\Delta t}{T}$	ϵ_{amp}	$20 \log \epsilon_{amp}$ [dB]	ϵ_{phase}
0	1,000	0,0	0,0000	0,26	0,893	-1,0	0,4084
0,02	0,999	0,0	0,0314	0,28	0,876	-1,1	0,4398
0,04	0,997	0,0	0,0628	0,3	0,859	-1,3	0,4712
0,06	0,994	-0,1	0,0942	0,32	0,840	-1,5	0,5027
0,08	0,990	-0,1	0,1257	0,34	0,821	-1,7	0,5341
0,1	0,984	-0,1	0,1571	0,36	0,800	-1,9	0,5655
0,12	0,977	-0,2	0,1885	0,38	0,779	-2,2	0,5969
0,14	0,968	-0,3	0,2199	0,4	0,757	-2,4	0,6283
0,16	0,958	-0,4	0,2513	0,42	0,734	-2,7	0,6597
0,18	0,948	-0,5	0,2827	0,44	0,711	-3,0	0,6912
0,2	0,936	-0,6	0,3142	0,46	0,687	-3,3	0,7226
0,22	0,922	-0,7	0,3456	0,48	0,662	-3,6	0,7540
0,24	0,908	-0,8	0,3770	0,5	0,637	-3,9	0,7854

6.7.3. Procedura korekcji amplitudy i fazy danych pomiarowych przy wymuszeniu akustycznym wąskopasmowym

Jak pokazano wcześniej, ze względu na zasadę pomiaru prędkości akustycznej przez system PIV do pomiaru wprowadzany jest błąd systematyczny, który jest

funkcją stosunku $\frac{\Delta t}{T}$, gdzie T jest okresem badanego sygnału tonalnego. Oznacza to, że błąd ten można utrzymywać na tym samym poziomie, jeśli dla pomiarów sygnałów o różnych częstotliwościach zmieniać będziemy interwał Δt w ten sposób, aby stosunek $\frac{\Delta t}{T}$ pozostawał stały. Jest to zgodne z [85]. W przypadku sygnałów wielotonowych każda ze składowych tonalnych mierzona jest z innym stosunkiem $\frac{\Delta t}{T}$, co prowadzi do zniekształcenia przebiegu czasowego mierzonego sygnału. Korzystając jednak z przedstawionego modelu, można zastosować procedurę korekcyjną, dzięki której pomiar sygnałów złożonych będzie dokładniejszy. Wydaje się więc, że możliwa będzie korekcja pomiaru z wymuszeniem sygnałem wielotonowym o znanym widmie oraz o odpowiednio ograniczonym paśmie. Wyznaczanie pola prędkości akustycznej w takim przypadku obejmować będzie cztery etapy:

1. Klasyczny pomiar *phase-locked PIV* z interwałem $\Delta t = 1/2T$, gdzie T jest okresem składowej o maksymalnej częstotliwości w widmie złożonego sygnału wymuszającego z liczbą faz na okres gwarantującą odpowiednią rozdzielczość częstotliwościową analizy FFT.
2. Estymacja amplitud i faz składowych tonalnych w sygnale zmierzonym.
3. Korekta wartości amplitud i faz składowych tonalnych zgodnie z przedstawionym modelem błędu systematycznego.
4. Synteza przebiegu czasowego ze skorygowanych składowych tonalnych.

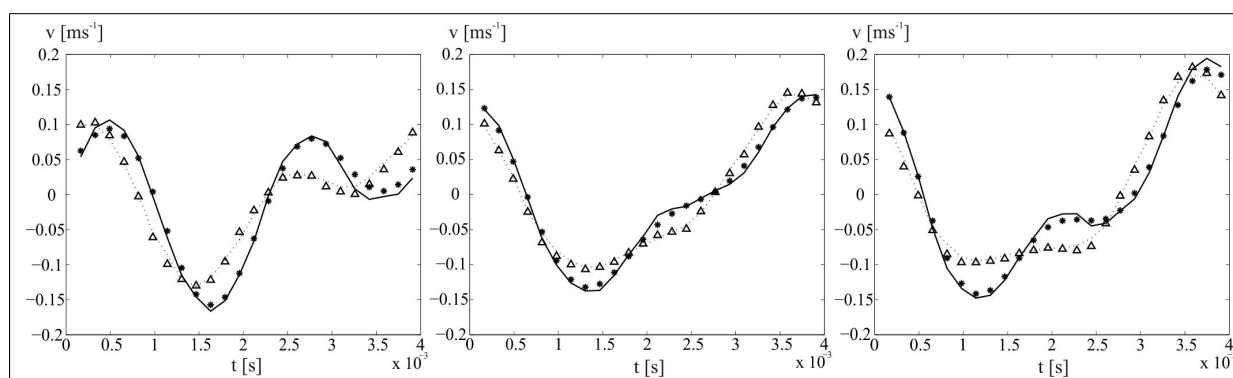
Przedstawiona wyżej procedura została potwierdzona eksperymentalnie. Należy przy tym pamiętać, że w przypadku sygnałów złożonych o ograniczonym, lecz nieznanym widmie wartość $\frac{\Delta t}{T}$ musi być tak dobrana, aby zapewnić warunki prawidłowego próbkowania sygnału związanego z przemieszczeniem cząstki akustycznej. Trajektoria ruchu w takich przypadkach może mieć bardziej złożoną postać odbiegającą od pochylonej elipsy. Dlatego $\frac{\Delta t}{T}$ musi być ograniczone do wartości 0,5, gdzie T jest okresem składowej widmowej sygnału wymuszającego o najwyższej częstotliwości.

W tym celu dokonano pomiaru przestrzennego rozkładu pola prędkości akustycznej dla wymuszenia w postaci oddzielnych tonów harmonicznym o częstotliwości 255 i 510 Hz oraz dla dwutonu 255 i 510 Hz. Poszczególne sygnały zarejestrowano jak poprzednio w falowodzie o przekroju kwadratowym 150×150 mm za pomocą będącego do dyspozycji systemu PIV.

Pomiary wykonano dla różnych wartości interwału czasowego: dla $\Delta t = 980,4$ ms, co stanowi 1/2 okresu dla częstotliwości 510 Hz i jednocześnie 1/4 okresu dla częstotliwości 255 Hz, dla $\Delta t = 1960,8$ ms, co stanowi 1/2 okresu dla częstotliwości 255 Hz oraz dla $\Delta t = 490,2$ ms, co stanowi 1/4 okresu dla czę-

stotliwości 510 Hz. Amplitudy sygnałów wymuszających dobrano w ten sposób, aby przy wymuszeniu tonami w strzałkach ciśnienia wartość poziomu ciśnienia akustycznego wynosiła 130 dB SPL, a przy wymuszeniu dwutonem do wzmacniacza doprowadzono sumę sygnałów tonalnych z poprzedniego przypadku bez zmiany ich amplitud. W obu przypadkach kontrolowano poziom zawartości harmoniczných w sygnale mierzonym mikrofonem i był on na tyle mały, że można przyjąć liniowość układu wymuszającego i obowiązywanie zasady superpozycji. Dla każdego przypadku rejestrowano 24 fazy sygnału (co 163,4 ms). W każdej fazie rejestrowano 25 par obrazów, które uśredniono.

Na ryc. 6.9 pokazano trzy przykładowe przebiegi czasowe zmierzonej chwilowej wartości prędkości akustycznej w trzech różnych punktach pomiarowych badanej powierzchni.



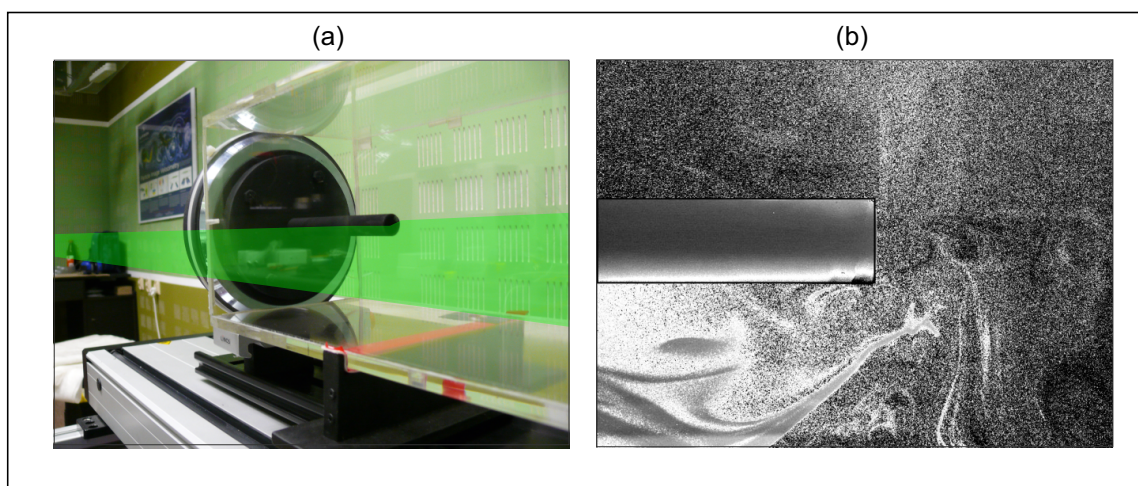
Ryc. 6.9. Efekty korekcji błędów metody PIV – dokładny opis w tekście

Jak widać, w każdym z tych punktów przebieg akustyczny ma inny kształt, a wynika to z istnienia w falowodzie fal stojących oraz ze zmiennego w funkcji częstotliwości i położenia rozkładu amplitud i faz sygnałów tonalnych. Linia przerywaną (–) oznaczono przebiegi zarejestrowane przy wymuszeniu dwutonem, a punktami (Δ) wartości będące sumą wartości zmierzonych oddzielnie przy wymuszeniu tonem 255 Hz i tonem 510 Hz z interwałem $\Delta t = 980,4$ ms. Różnica w wartościach wynikać może z błędów przypadkowych oraz nielinowości badanych zjawisk i dla podanych przykładów wynosi 1,2, 1,9 i 3,6% wartości rms, a dla całej powierzchni pomiarowej zawiera się w przedziale (-0,8 : 4,8)%. Linia ciągłą oznaczono przebiegi będące sumą wartości zmierzonych oddzielnie przy wymuszeniu tonem 255 Hz i tonem 510 Hz, lecz z zachowaniem stałej wartości stosunku $\Delta t/T = 1/4$. Autor przyjął, że dokładność wyznaczenia tego przebiegu jest na tym samym poziomie, co przebiegu (Δ) i stanowić on będzie punkt odniesienia dla oceny procedury korekcyjnej. Przebiegi wyznaczone przez punkty (*) stanowią wynik zaproponowanej wyżej procedury korekty.

Błąd rms między estymacją ze skorygowanego pomiaru dwutonu a sumą dla stałego $\Delta t/T$ wynosi dla przedstawionych przykładów 4,6, 2,2 i 5,4%, a dla całej powierzchni pomiarowej zawiera się w przedziale (-0,16 : 8,8)%. Bez zastosowanej korekcji różnice rms wynoszą od 4% do 17%. Jak widać, zaproponowany model estymacji błędu systematycznego i bazująca na nim procedura korekcyjna zwiększają dokładność pomiaru i umożliwiają ilościową oraz jakościową poprawę wyników obrazowania pola akustycznego za pomocą PIV.

6.8. Obrazowanie emisji harmonicznej fali akustycznej z falowodu

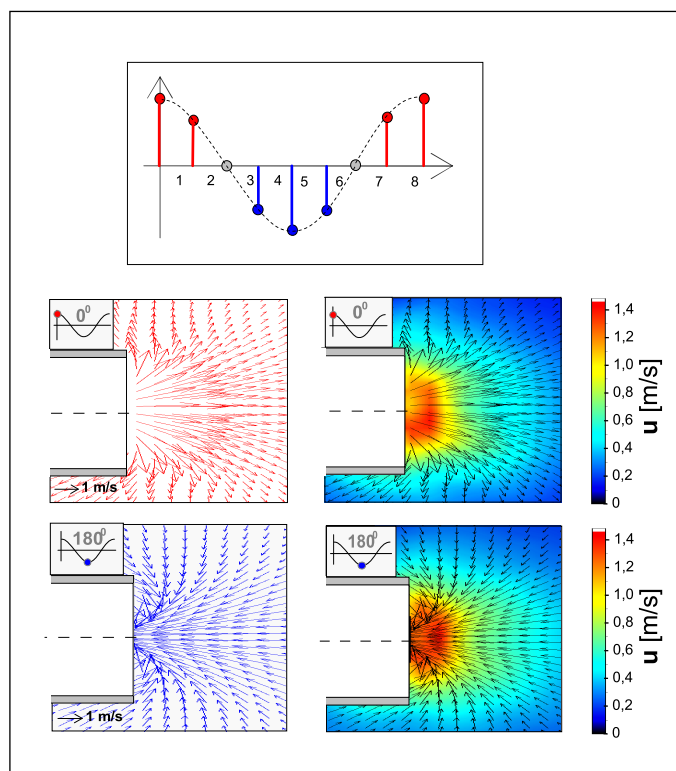
W celu zbadania możliwości systemu PIV do obrazowania pola prędkości akustycznej z wykorzystaniem synchronicznej akwizycji obrazów przebadano obiekt w postaci głośnika dynamicznego (driver ciśnieniowy) sprzężonego bezpośrednio z falowodem o przekroju okrągłym. Zastosowano driver estradowego głośnika wysokotonowego STX D-1500-8-Ti-B o mocy 110 W AES i skuteczności 109 dB/1W/1m oraz paśmie przenoszenia 0,3–23 kHz i falowód o stałej średnicy 11 mm i długości 130 mm. Do głośnika doprowadzono z generatora poprzez wzmacniacz mocy sygnał sinusoidalny o częstotliwości 700 i 1400 Hz. Przy tych częstotliwościach długość falowodu odpowiadała odpowiednio ok. 1/4 i 1/2 długości emitowanej fali. Zastosowanie takiego falowodu zwiększyło skuteczność głośnika dla częstotliwości 700 Hz. Aby zminimalizować refleksy światła laserowego od rurki, pokryto ją sadzą. Obiekt pokazano na ryc. 6.10.



Ryc. 6.10. Widok badanego obiektu – rurka miedziana $\phi = 11$ mm sprzężona z głośnikiem dynamicznym (a) i przykładowe zdjęcie posiewu wokół rurki podczas pomiaru (b)

Aby w łatwy sposób kontrolować koncentrację posiewu wokół wylotu falowodu, głośnik z falowodem umieszczono w otwartej osłonie o przezroczy-

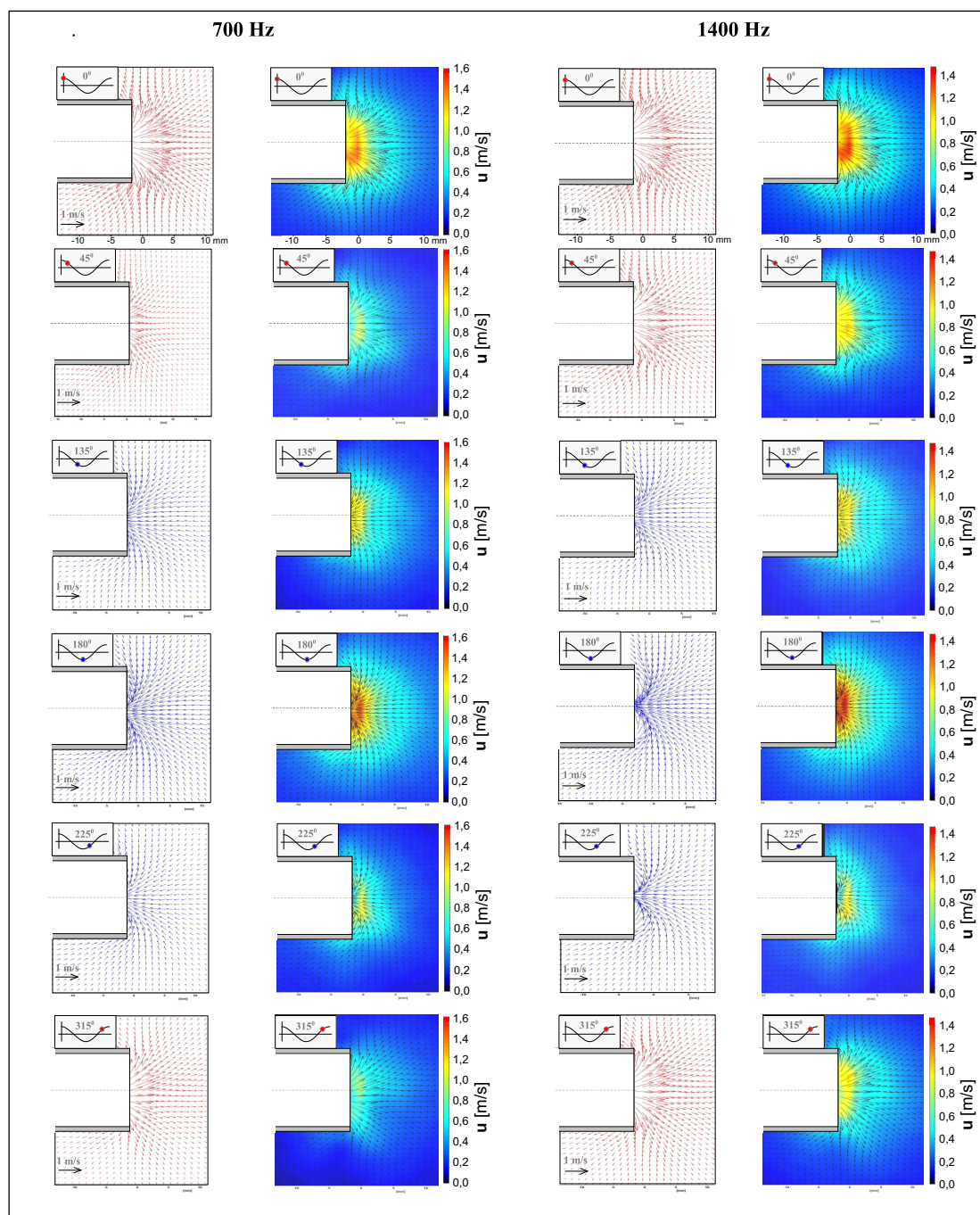
stych ściankach. Prędkość akustyczną obrazowano synchronicznie z sinusoidalnym sygnałem wymuszającym dla ośmiu równo odległych faz na okres. Na ryc. 6.11 pokazano rozmieszczenie faz pomiaru względem przebiegu sygnału tonu podstawowego generowanego przez głośnik oraz wynik wizualizacji prędkości chwilowej dla fazy sygnału 0° i 180° .



Ryc. 6.11. Wizualizacja prędkości chwilowej dla fazy sygnału 0° i 180°

Wyniki wizualizacji (ryc. 6.11 i 6.12) potwierdzają możliwość zastosowania techniki *phase-locked PIV* do obrazowania emisji tonów przez przetworniki elektroakustyczne. Szczególnie istotna jest możliwość obserwacji silnie nieliniowych zależności między prędkością cząstek a odległością od krawędzi rurki tuż przy jej wylocie (inne niż prawo odwrotności kwadratu odległości) oraz zbliżenie się do wylotu falowodu na odległość mniejszą od jego średnicy. Wtedy takiego źródła nie można traktować w uproszczeniu jako skupiony monopol lub dipol, lecz jako źródło rozciągle. W klasycznej metrologii akustycznej z wykorzystaniem mikrofonu pomiar w tym rejonie jest praktycznie niemożliwy ze względu na niepomijalny wpływ obecności samego przetwornika na wyniki obrazowania. Dzięki nieinwazyjnej metodzie optycznej pomiar taki staje się możliwy. Biorąc pod uwagę czułość techniki PIV związanej z wielkością przesunięcia cząstek posiewu, jest ona wręcz predystynowana do obserwacji rejonów źródła, gdzie amplitudy wychyleń są na tyle duże, że wyniki pomiaru PIV obarczone są małym błędem ze względu na duży stosunek

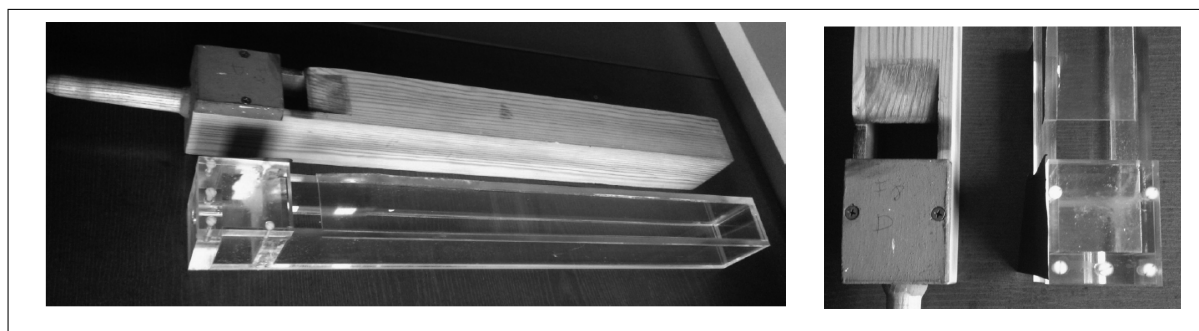
sygnału przesunięcia do szumu. W przedstawionym przypadku zaobserwować można również efekt niesymetrycznego zasysania i wypychania cząstek powietrza z i do falowodu w czasie trwania okresu fali akustycznej.



Ryc. 6.12. Zbiór wizualizacji pola akustycznej prędkości chwilowej dla wybranych faz tonu o częstotliwości 700 Hz i 1400 Hz

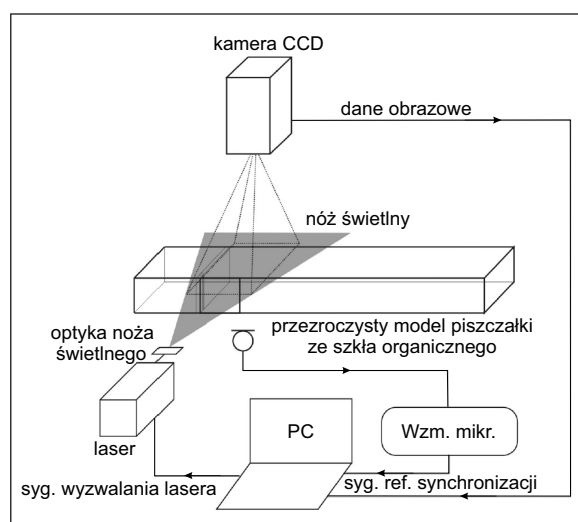
6.9. Obrazowanie rejonu generacji fali akustycznej w piszczałce organowej jako przykład obrazowania mechanizmu generacji aeroakustycznej

Mechanizm generacji dźwięku w instrumentach muzycznych jest wdzięcznym polem badań poznawczych i modelowych z zakresu aeroakustycznej generacji fal akustycznych w obiektach rzeczywistych [19, 24, 29, 34, 35, 144]. Z jednej strony zagadnienia te są godne uwagi dlatego, że są ciągle nie do końca poznane z punktu widzenia nauk ścisłych i technicznych [38]. Z drugiej strony jako ludzie obcujemy z dźwiękami muzyki na co dzień i wiążemy z nimi zazwyczaj pozytywne odczucia estetyczne. Dodatkowy walor wiąże się z faktem, iż autor jest praktykującym wykształconym muzykiem, dlatego szczególną ciekawość wzbudza badanie zjawisk fizycznych związanych z generacją i emisją fal akustycznych, o których podczas grania w ogóle się nie myśli, choć są podstawą kreacji artystycznej. Mechanizmy fizyczne poznane na bazie studiów nad instrumentami muzycznymi można następnie z powodzeniem wykorzystać do innych zagadnień technicznych, np. walki z hałasem. W celu zbadania możliwości systemu PIV do obrazowania zaburzonych przepływów aeroakustycznych generujących fale akustyczne przeprowadzono badania rejonu generacji fali akustycznej w piszczałce organowej. W tym celu wzorując się na oryginalnej piszczałce, zbudowano do badań przezroczysty model wykonany ze szkła organicznego (ryc. 6.13).



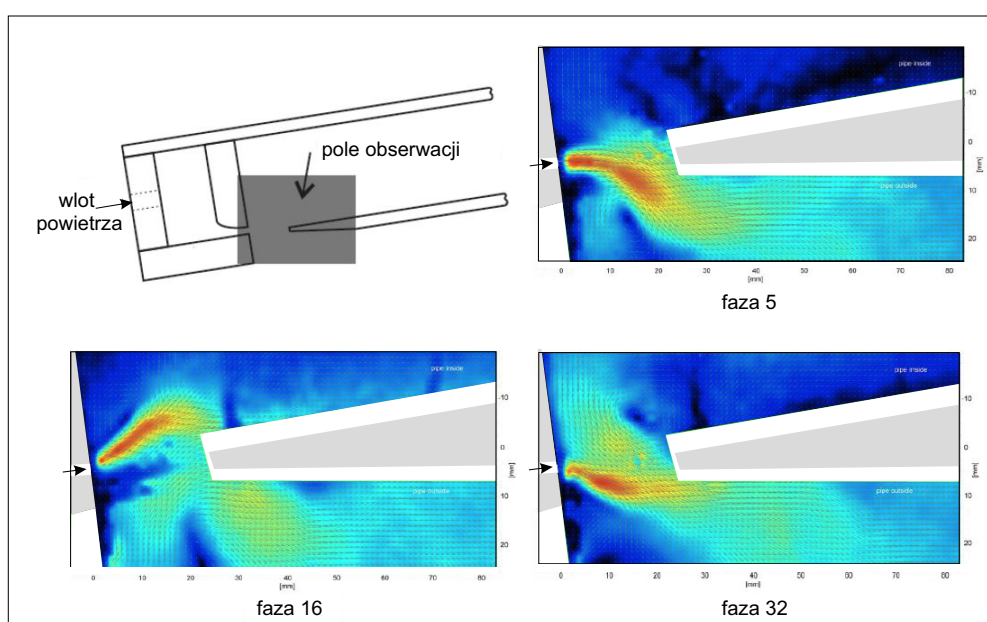
Ryc. 6.13. Oryginalna piszczałka organowa i jej model wykonany ze szkła organicznego i zbliżenie na rejon generacji fali akustycznej (labium)

W odróżnieniu od poprzedniego przykładu pomiarowego synchronizacja akwizycji odbywała się z wykorzystaniem mikrofonu rejestrującego ton wydawany przez piszczałkę (dźwięk D, częstotliwość tonu podstawowego ok. 128 Hz). Obrazy rejestrowano z rozdzielczością 35 faz na okres tonu podstawowego. Piszczałka zasilana była strumieniem powietrza z dmuchawy o regulowanej wydajności. Schemat blokowy systemu pomiarowego pokazano na ryc. 6.14.



Ryc. 6.14. Schemat blokowy systemu pomiarowego

Na ryc. 6.15 pokazano przykładowe obrazy rozkładu prędkości chwilowej zarejestrowane podczas emisji tonu. Widać, że wybranym fazom tonu podstawowego emitowanego przez piszczałkę odpowiada zmienne odchylenie kierunku wypływu strugi (masy) powietrza ze szczeliny.

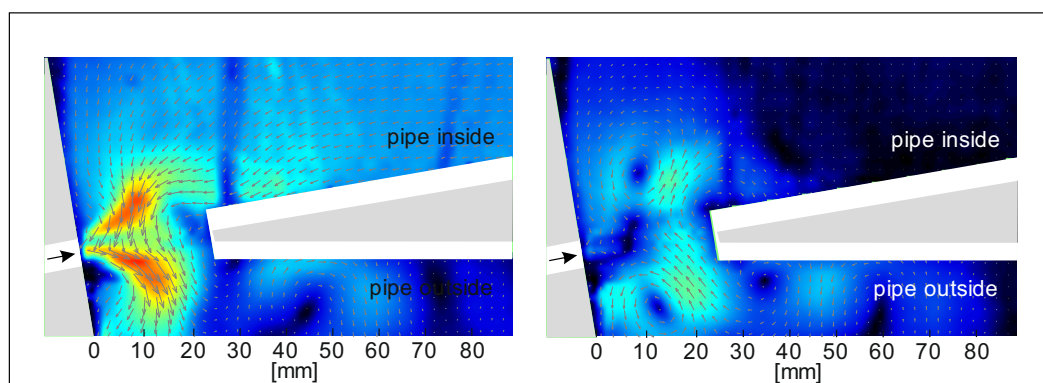


Ryc. 6.15. Rozkładu prędkości chwilowej zarejestrowany podczas emisji tonu w wybranych fazach okresu częstotliwości podstawowej piszczałki

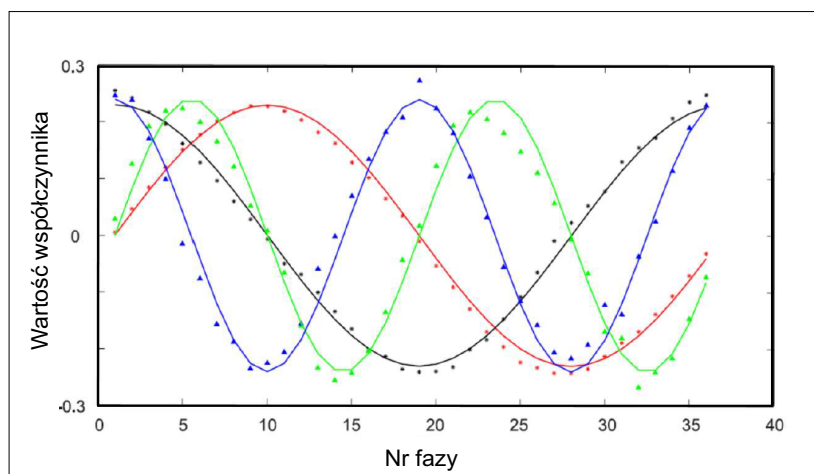
Dane pomiarowe z systemu PIV poddano dekompozycji POD, aby lepiej przyjrzeć się mechanizmowi generacji fali akustycznej w rejonie labium piszczałki. Zastosowanie dekompozycji POD umożliwia zaobserwowanie ruchu oscylacyjnego cząstek powietrza po wyeliminowaniu składowej ruchu związa-

nej ze stałym przepływem masowym. Konstrukcja badanego modelu odpowiada tzw. piszczalce fletowej. Oznacza to, że w emitowanym dźwięku dominuje pierwsza harmoniczna (ton podstawowy). Wyższe parzyste harmoniczne występują w dźwięku, ale ich udział jest mniejszy (amplitudy stłumione w stosunku do pierwszej harmonicznej o więcej niż 6 dB).

Na ryc. 6.16 pokazano dwie pierwsze tryby przestrzenne drgań, a na ryc. 6.17 odpowiadające im tryby czasowe – przebiegi w kolorze czarnym i czerwonym (linia ciągła – idealny przebieg teoretyczny, punkty – wartości wyznaczone na podstawie pomiarów).

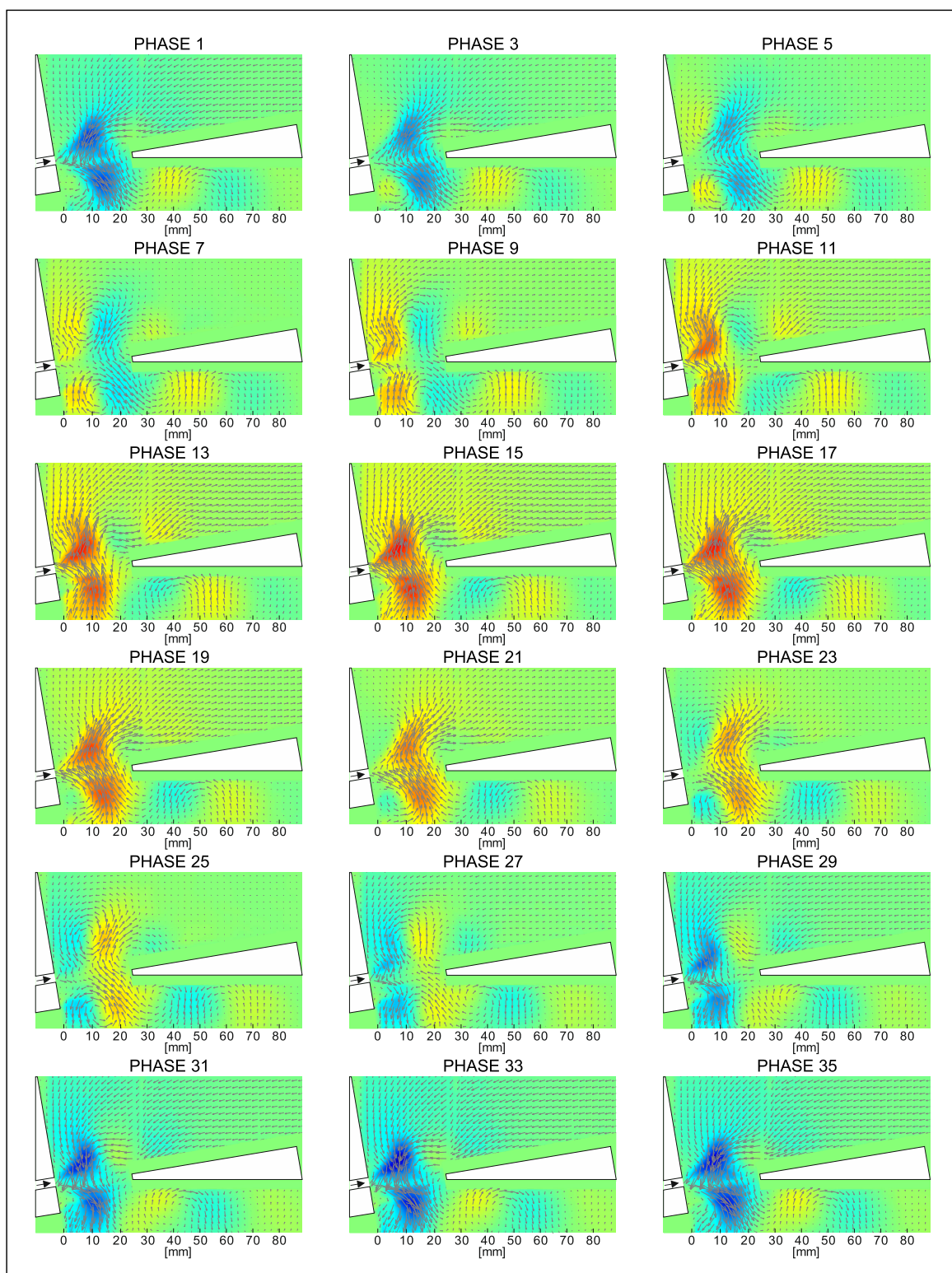


Ryc. 6.16. Dwie pierwsze tryby przestrzenne drgań strumienia powietrza



Ryc. 6.17. Cztery tryby czasowe związane z pierwszymi trybami przestrzennymi drgań.

Pierwsza para trybów pokazuje mechanizm emisji tonu podstawowego. Jak widać na ryc. 6.16, drgania sinusoidalne o tej częstotliwości odbywają się prostopadle do osi wypływającej strugi powietrza i związane są z wirami tworzącymi się na krawędzi labium.



Ryc. 6.18. Rekonstrukcja przebiegu czasowo-przestrzennego prędkości strugi powietrza w puszczalce na podstawie dwóch pierwszych (najbardziej energetycznych) modów POD

Kształt trzeciej i czwartej mody czasowej – zbiory punktów pomiarowych w kolorze niebieskim i zielonym na ryc. 6.17 – nie jest idealnie sinusoidalny, co wskazuje na udział wyższych harmonicznych.

Na ryc. 6.18 pokazano rekonstrukcję czasową pracy źródła akustycznego w piszczalce na podstawie dwóch pierwszych mód czasowych i przestrzennych POD. Interesujące z punktu widzenia poznawczego są efekty wirowe obserwowane w fazach 11–15 i 31–35. Trudno byłoby je zaobserwować bez przeprowadzonej dekompozycji.

Pokazane wizualizacje są zgodne z rozważaniami teoretycznymi dotyczącymi POD i symulacjami prezentowanymi w pkt. 3.3.2.

6.10. Odcinkowe obrazowanie wartości skutecznej pola prędkości akustycznej

Obrazowanie rozkładu poziomu wartości średniokwadratowych (rms) ciśnienia akustycznego L_p jest sposobem wizualizacji skutków energetycznych rozchodzenia się fal akustycznych w danym obszarze. Nie niesie jednak informacji o kierunkowości tego pola, co w wielu przypadkach jest kluczowe (np. w celu poszukiwania i wskazywania położenia źródeł hałasu).

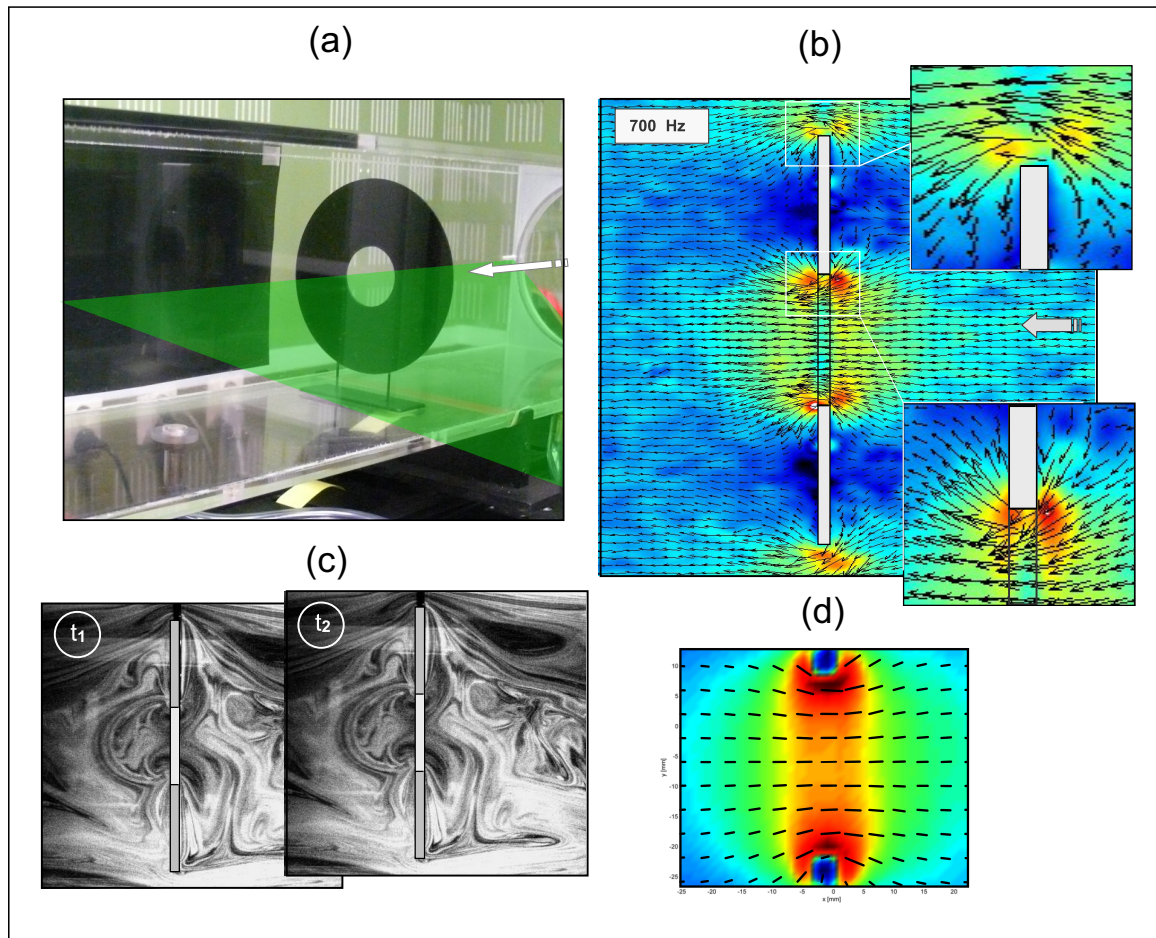
Dzięki pomiarom pola akustycznego z wykorzystaniem anemometrycznej metody PIV mamy dostęp do czasowego przebiegu wielkości wektorowej, jaką jest prędkość akustyczna.

Na ryc. 6.19 pokazano przykład wizualizacji rozkładu chwilowej prędkości akustycznej wokół przeszkody z otworem umieszczonej w falowodzie o przekroju kwadratowym. Sygnałem wymuszającym był ton o częstotliwości 700 Hz i poziomie sygnału L_p ok. 130 dB. W trakcie pomiarów okres sygnału wymuszającego podzielono na 20 kolejnych faz i synchronicznie do każdej z nich zebrano po 50 obrazów.

Dodatkowo przy wykorzystaniu danych czasowych zebranych podczas tego pomiaru przy przejściu na wartości średniokwadratowe możliwe jest obrazowanie wartości rms prędkości akustycznej w postaci pośredniej między mapą barwną wielkości skalarnych a wektorowym rozkładem natężenia dźwięku – istnieje możliwość obrazowania rozkładu prędkości akustycznej w postaci odcinków skierowanych. Długość każdego odcinka jest proporcjonalna do wypadkowego poziomu prędkości akustycznej obliczanego zgodnie z zależnością:

$$L_u = 20 \log \frac{\sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}}{u_o}, \quad (6.10.1)$$

gdzie u_x, u_y, u_z są wartościami średniokwadratowymi składowych prędkości, a $u_o = 5 \cdot 10^{-8}$ m/s jest znormalizowaną wartością odniesienia do wyznaczania poziomu prędkości akustycznej.



Ryc. 6.19. Widok mierzonego obiektu (a), zdjęcie rozkładu posiewu (c) i wizualizacja wartości prędkości chwilowej dla wybranej fazy sygnału (b) oraz wizualizacja wartości rms prędkości akustycznej w obrębie otworu (d)

Orientacja przestrzenna rysowanego odcinka dla danego punktu obrazowego pola wyznaczana jest na podstawie analizy rozkładu orientacji przestrzennej wartości chwilowych prędkości akustycznej (analiza fazowa wektora prędkości). A wektory skupione są wokół pewnego kierunku propagacji fali akustycznej. Z racji przemienności zwrotu drgań wektory mają różne zwroty. W chwili przejścia z wartości chwilowych na wartości skuteczne (rms) poza informacją o amplitudzie sygnału można dodatkowo zachować informację o kierunku propagacji fali. Kierunek ten może być zobrazowany jako przestrzenne ułożenie odcinka. W celu obliczenia wypadkowego kąta obrazowania można zastosować szereg algorytmów. Ze względu na możliwość występowania drgań złożonych zaproponowano użycie średniej ważonej, gdzie wagami są chwilowe wartości długości wektorów. Dzięki temu w wypadkowym kierunku największy udział będą miały wartości kątów obliczone na podstawie danych zmierzonych z możliwie wysokim stosunkiem sygnału do szumu. Przez sygnał rozu-

miemy mierzone wartości chwilowe prędkości akustycznej związanej z wymuszeniem, a przez szum – prędkości niezwiązane z głównym przepływem energii akustycznej.

Dla przypadku 2D w układzie kartezjańskim kąt wizualizacji $\bar{\alpha}$ obliczyć można wg zależności:

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{i=1}^N \alpha_i \cdot |u_i|}{\sum_{i=1}^N |u_i|} - \frac{\pi}{2}, \quad (6.10.2)$$

gdzie $\alpha_i = \arg(u_x + ju_y)$.

Dla ogólnego przypadku 3D w układzie kartezjańskim należy wyznaczyć dwa kąty w płaszczyźnie XY oraz XZ wg tej samej zależności 6.10.2 z danymi pomiarowymi z odpowiedniej płaszczyzny.

Wynikowy rozkład wartości stutecznych pola prędkości wokół przeszkody pokazano na ryc. 6.19d. Mapa barwna oraz długości poszczególnych odcinków reprezentują wartości rms amplitud prędkości. Dodatkowo odcinki wyrysowane są w kierunkach obliczonych zgodnie ze wzorem 6.10.2. Na tym powiększonym fragmencie widać wyraźnie amplitudowe zaburzenie wprowadzone przez krawędzie otworu w przeszkodzie, a dzięki wizualizacji odcinkowej obserwujemy ugięcie propagującej fali.

Zakończenie

Anemometryczne metody laserowe jako metody nieinwazyjne dają niespotykane dotąd możliwości obrazowania zjawisk hydrodynamicznych i akustycznych. Szczególnie dotyczy to rejonów silnych skoków impedancji na granicy ośrodków. Ciągły rozwój technologii laserów i szybkich kamer z pewnością będzie zapewniał coraz większe możliwości tego typu systemów w obrazowaniu szybkozmiennych pól akustycznych na większych powierzchniach. Umożliwi to dokładną jednoczesną obserwację rejonów generacji aeroakustycznej, strefy przejściowej oraz strefy propagacji fali akustycznej. Na tym etapie rozwoju technologii osiągnięcie jednocześnie dużego obszaru obserwacji z zachowaniem odpowiedniej rozdzielczości czasowej i przestrzennej jest bardzo kosztowne. Natomiast potencjał systemów *phase-locked PIV* wydaje się być jeszcze duży i warto wprowadzać go do codziennej praktyki badawczej z zakresu obrazowania pól akustycznych.

WIZUALIZACJA WEKTOROWYCH ZDARZEŃ AKUSTYCZNYCH NA PŁASZCZYŹNIE I W PRZESTRZENI 3D

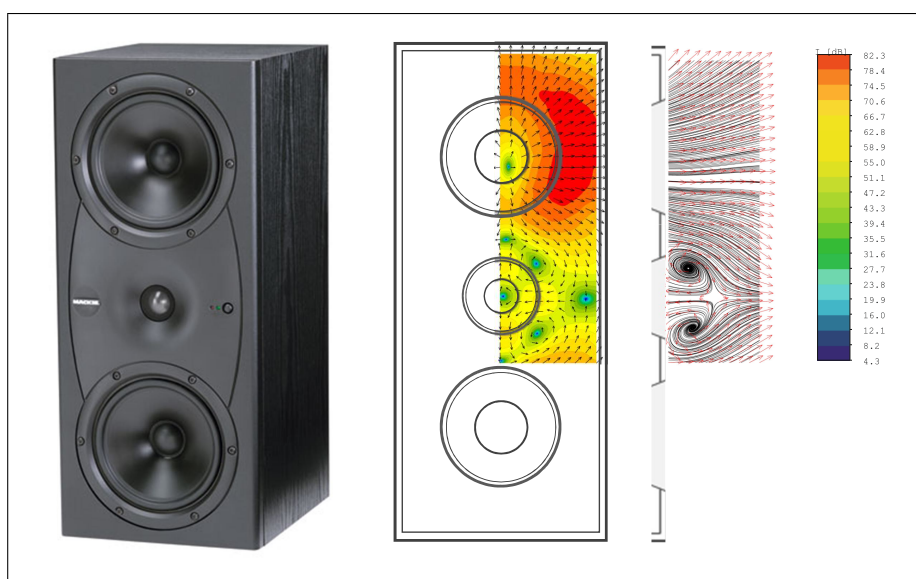
Wprowadzenie

Zautomatyzowany pomiar natężenia dźwięku wokół źródeł rzeczywistych umożliwia prowadzenie dokładnych jakościowo oraz ilościowo badań dotyczących poszukiwania źródeł elementarnych w strukturze rzeczywistych źródeł złożonych oraz badaniu ich charakterystyk częstotliwościowych i kierunkowych. Metodykę taką można wykorzystać m.in. do testowania nowych rozwiązań konstrukcyjnych przetworników elektroakustycznych oraz budowanych na ich bazie zestawów głośnikowych. Inną sferą zastosowań jest analiza hałasu emitowanego przez urządzenia techniczne. Wnikliwa analiza akustycznego pola bliskiego wokół takich źródeł może nie tylko być podstawą wyznaczania poziomu mocy akustycznej emitowanej przez dane urządzenie, co jest wymagane przez obowiązujące obecnie przepisy, ale także umożliwić optymalizację konstrukcji badanego urządzenia w celu zmniejszenia emisji hałasu. Mimo dynamicznego rozwoju metod symulacyjnych, który pozwala na tworzenie coraz doskonalszych modeli zawierających jednocześnie elementy modelowania mechanicznego, elektrycznego, akustycznego, chemicznego itp. oraz interakcje między nimi (*multiphysics simulation*), uchwycenie wszystkich zależności i mechanizmów interakcji dla złożonych obiektów technicznych ciągle nie jest w pełni nieosiągalne. Natomiast odpowiednia procedura pomiarowa ciągle pozostaje pewnym środkiem uzyskania wiarygodnych danych o zachowaniu się obiektu. Dzięki pełnej automatyzacji pomiaru jego czasochłonność przestaje być problemem, gdyż w tym czasie realizowane mogą być inne zadania.

7.1. Głośniki

W głośnikowych przetwornikach elektroakustycznych dokonuje się zamiana energii prądu elektrycznego na energię akustyczną za pośrednictwem sił elektrodynamicznych oddziałujących na mechaniczną konstrukcję głośnika.

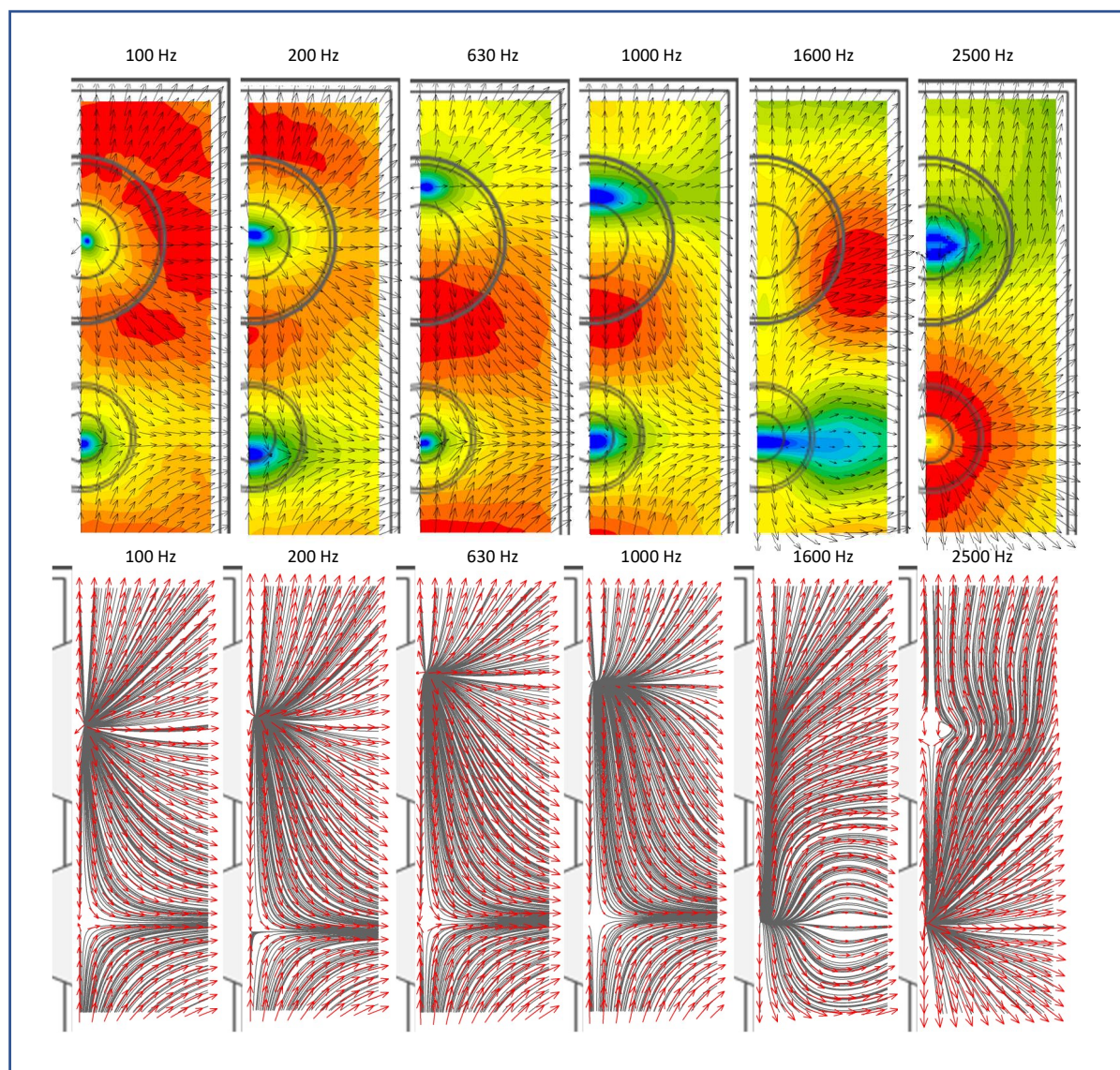
Optymalizacja układu napędowego głośnika, który składa się z cewki pobudzanej do drgań poprzez oddziaływanie zmiennego pola magnetycznego indukowanego wokół niej w wyniku przepływu zmiennego prądu elektrycznego ze stałym polem magnetycznym występującym w szczelinie nabiegunków, ma na celu uzyskanie przetwornika o jak najlepszych charakterystykach impulsowych oraz znikomych zniekształceniach liniowych i nieliniowych. Efekty takiej optymalizacji muszą być weryfikowane na drodze pomiarowej z wykorzystaniem metod obrazowania pola akustycznego. Należy przy tym dodać, że współczesne systemy głośnikowe są w stanie wytwarzać bliskie pola akustyczne o poziomach ciśnienia akustycznego rzędu 150 dB, co wymaga zastosowania odpowiednio dostosowanych metod pomiarowych.



Ryc. 7.1. Monitor aktywny Mackie HR626 wraz z przykładową wizualizacją rozkładu natężenia dźwięku w paśmie 1/12 oktawy 1453 Hz we fragmencie płaszczyzny czołowej (rozkład wektorów i mapa barwna) i prostopadłej (rozkład wektorów i strumienie energii)

W urządzeniach głośnikowych przeznaczonych do nagłaśniania pomieszczeń i przestrzeni otwartych wykorzystuje się co najmniej dwa przetworniki odpowiedzialne za reprodukcję dźwięku w różnych zakresach częstotliwości pasma akustycznego. Dzieje się tak dlatego, że bardzo trudne, a wręcz niemożliwe jest skonstruowanie przetwornika elektroakustycznego w zwartej konstrukcyjnie formie gwarantującego odpowiednią moc i skuteczność w paśmie częstotliwości odbieranych przez szeroką populację słuchaczy obejmującym ponad 10 oktaw. Dlatego przykładowo zestawy głośnikowe hi-fi najczęściej konstruuje się jako zestawy dwu- lub trzydrożne z głośnikami odpowiednio wysoko- i średnio-niskotonowymi lub wysoko-, średnio- i niskotonowymi. W takich konstrukcjach podział pasma realizowany jest również po stronie elektrycznej przy wykorzystaniu zestawu filtrów pasywnych (w przypadku pasywnych ze-

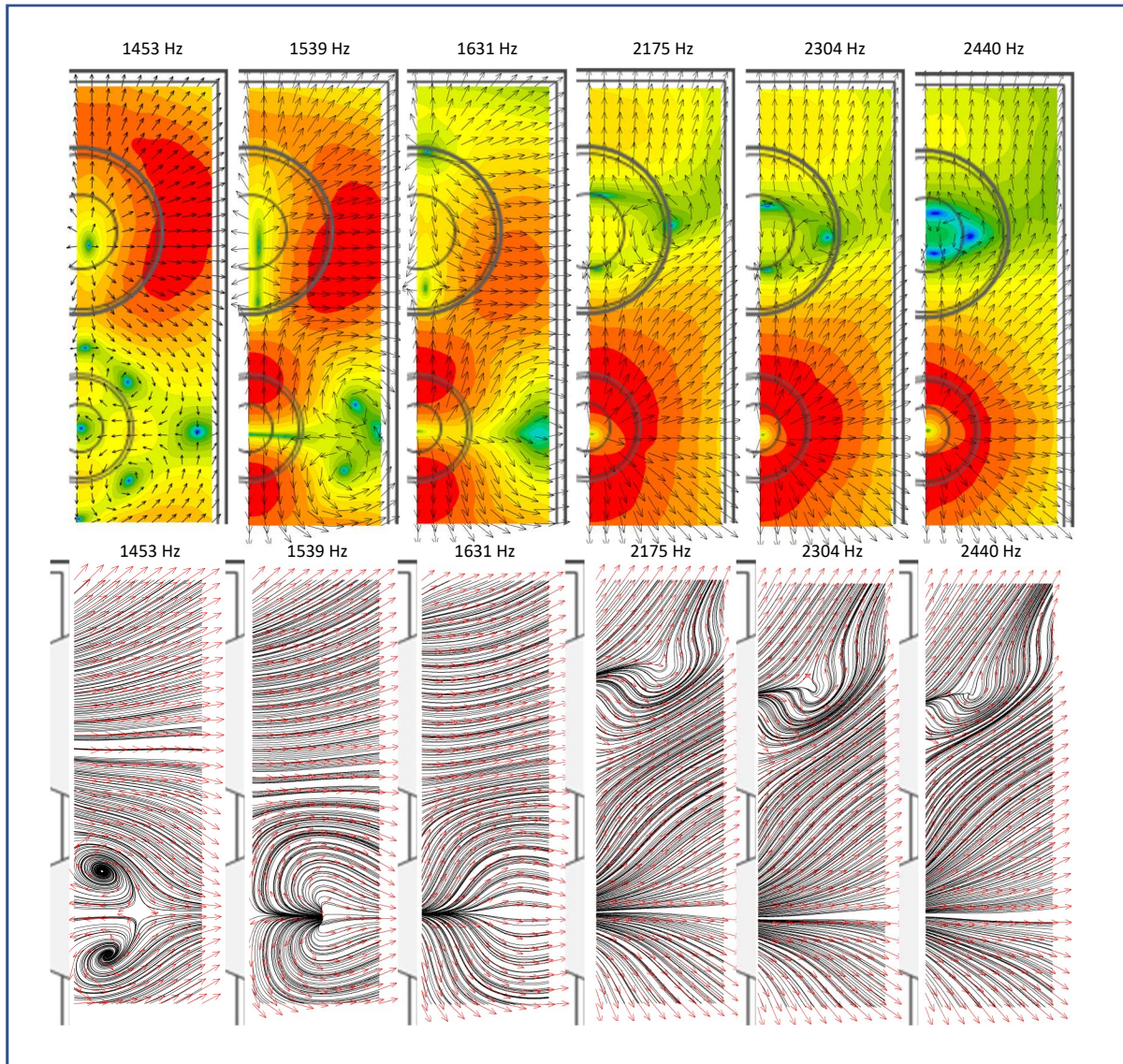
stawów głośników) lub filtrów aktywnych (w przypadku aktywnych zestawów głośników) stanowiących tzw. *zwrotnicę głośnikową*.



Ryc. 7.2. Wizualizacja rozkładu natężenia dźwięku emitowanego przez monitor aktywny Mackie HR626 w wybranych pasmach tercjowych.

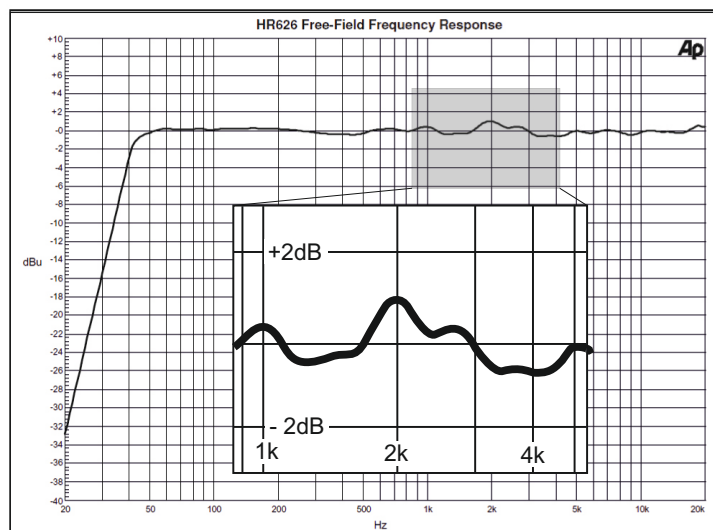
W konstrukcjach wielodrożnych bardzo wrażliwym zakresem emitowanych częstotliwości są rejony wokół częstotliwości podziału pasm obsługiwanych przez poszczególne głośniki. Ze względu na zaburzenia przebiegu częstotliwościowych charakterystyk amplitudowych i fazowych samych przetworników oraz nakładanie się na to charakterystyk zwrotnic uzyskanie płaskiej częstotliwościowej charakterystyki skuteczności zestawu głośnikowego staje się trudne i wpływ na efekty pracy głośnika, szczególnie w zakresie średnich i wysokich częstotliwości, zaczyna mieć również kształt obudowy i użycie układów faliwodowych wokół głośników średnio- i wysokotonowych.

Obserwacja wektorowego rozkładu pola akustycznego w pobliżu układu głośniki – obudowa daje możliwość dokładnej analizy zjawisk interferencyjnych w polu bliskim, co bezpośrednio przekłada się na efekt zaburzonej częstotliwościowej charakterystyki skuteczności zestawu głośnikowego w polu dalekim.



Ryc. 7.3. Monitor aktywny Mackie HR626 z wizualizacją rozkładu natężenia dźwięku w pasmach 1/12 oktawy wokół częstotliwości podziału 1,8 kHz

Tę współzależność można dostrzec, analizując ryc. 7.3 oraz ryc. 7.4. Dzięki obserwacji zawirowań w bliskim polu natężeniowym można prowadzić prace optymalizacyjne związane z kształtowaniem falowodu sprzęgającego głośnik wysokotonowy z otoczeniem lub na drodze elektronicznej kształtować charakterystyki amplitudowo-fazowe zwrotnic głośnikowych w celu wyeliminowania składowych reaktancyjnych pola odpowiedzialnych za zaburzenia charakterystyk częstotliwościowych głośnika w polu dalekim.



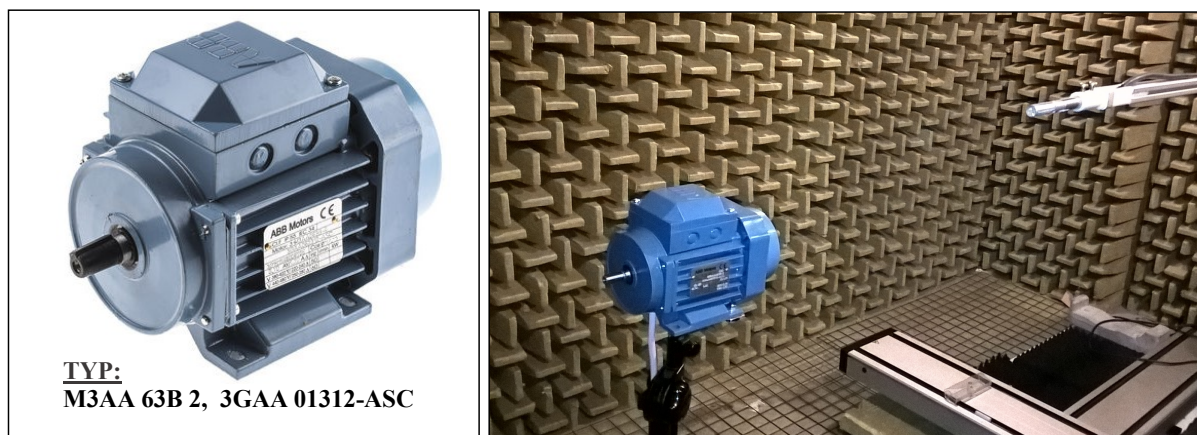
Ryc. 7.4. Charakterystyka częstotliwościowa skuteczności głośnika Mackie HR626 podana przez producenta z powiększonym fragmentem wokół częstotliwości podziału

7.2. Silnik elektryczny

7.2.1. Silnik elektryczny jako źródło hałasu

Podstawowym elektrotechnicznym źródłem hałasu jest silnik elektryczny. Współcześnie każde urządzenie wykorzystujące silnik elektryczny (począwszy od elektrycznej szczoteczki do zębów poprzez pralkę, a na lokomotywie elektrycznej kończąc) musi mieć oszacowany poziom emitowanej mocy akustycznej. Przepisy dotyczące ochrony środowiska i BHP obejmują również emisję do środowiska hałasów związanych z różnego rodzaju instalacjami technicznymi umieszczanymi na dachach nowo powstających obiektów. Należą do nich m.in. różnego rodzaju napędy elektryczne w centralach systemów *HVAC* (*heating, ventilation, air conditioning* – ogrzewanie, wentylacja i klimatyzacja). Głównymi źródłami hałasu są tu silniki elektryczne oraz efekty turbulencyjne związane z przepływem gazów i cieczy.

Obszar zastosowań maszyn elektrycznych ciągle rośnie. Coraz częściej silniki elektryczne wykorzystywane są w napędach o zmiennych obrotach, co wiąże się z pracą przy rezonansowych prędkościach obrotowych. W takich warunkach szczególnie objawiają się problemy związane z generacją drgań i dźwięków słyszalnych. Między innymi z tych względów na rynku maszyn elektrycznych obserwuje się wzrost zainteresowania problematyką akustyczną dotyczącą generacji hałasu w zakresie częstotliwości słyszalnych (najczęściej z zakresu 300–8000 Hz). Szczególnie wiąże się to z wymaganiami przepisów prawa pracy, prawa budowlanego, BHP i ochrony środowiska w zakresie ograniczania hałasów przenoszonych drogą powietrzną i strukturalną. Produ-



Ryc. 7.5. Stanowisko badań właściwości akustycznych silnika elektrycznego

cenci maszyn elektrycznych podczas prac konstrukcyjnych muszą brać te czynniki pod uwagę. Maszyna elektryczna służy do zamiany energii elektrycznej w mechaniczną i/lub na odwrót z wykorzystaniem pola magnetycznego. Pole to w szczelinie powietrznej maszyny generuje przede wszystkim siły styczne w celu powstania momentu obrotowego. Jednak poza tym generowane są inne składowe siły, które oddziałując na konstrukcję maszyny, prowadzą do powstania niechcianych drgań i hałasów. Elektroenergetyczne sterowniki zasilające maszyny wykorzystujące zmiany częstotliwości prądów zasilających również wpływają na powstawanie niepożądanych składowych sił magnetycznych i wzrost generowanego hałasu.

Proces modelowania efektów akustycznych związanych z przemianami elektromagnetycznymi w maszynie elektrycznej obejmuje zazwyczaj wyznaczenie składowych zmiennych sił magnetycznych w szczelinie powietrznej, które oddziałują na mechaniczną strukturę maszyny, posiadającą pewną dynamikę. W wyniku tego wyznaczone są prędkości drgań poszczególnych elementów maszyny. Na tej podstawie, posługując się określonym modelem emisji akustycznej struktury drgającej, można określić poziom generowanego hałasu.

Proces symulacji emisji akustycznej jest złożony numerycznie i czasochłonny, co omówiono w rozdziale 2. Nawet niewielkie błędy na poszczególnych poziomach modelowania i symulacji mogą prowadzić do znacznych błędów w predykcji efektów akustycznych. Dlatego tak ważne, poza rozwojem coraz dokładniejszych modeli, jest weryfikowanie parametrów nowych konstrukcji na podstawie pomiarów. O ile pomiar ciśnienia akustycznego i mocy akustycznej może być obiektywną miarą jakości danej konstrukcji, o tyle szczegółowa analiza wektorowego pola natężenia dźwięku wokół maszyny dostarcza informacji o wkładzie poszczególnych efektów akustycznych w sumaryczną hałaśliwość urządzenia i umożliwia łatwiejszą aplikację koniecznych poprawek.

Hałas generowany przez maszyny elektryczne związany jest z trzema głównymi grupami źródeł akustycznych: związanymi ze zjawiskami magnetycznymi, związanymi z odprowadzaniem ciepła oraz związanymi z ruchem obrotowym maszyny.

Pole magnetyczne w maszynie elektrycznej zmienia się w funkcji czasu i przestrzeni, generując wirujące pole siłowe. To zaś, ponieważ występują w nim składowe promieniowe, powoduje lokalne odkształcenia elementów maszyny, staje się źródłem dźwięku. Poziom generowanej energii akustycznej zależy od częstotliwości, liczby falowej i amplitud sił pola, a także od istnienia w pobliżu częstotliwości wymuszających mód strukturalnych konstrukcji mechanicznej maszyny oraz tłumienia struktury stojana, obudowy i podstawy maszyny. Należy przy tym zauważyć, że ze względu na nieliniowe zjawiska magnesowania elementów maszyny wirujące pole magnetyczne zawiera poza harmonicznymi wynikającymi z częstotliwości zasilania i liczby biegunów również wyższe harmoniczne odpowiedzialne za zjawiska akustyczne.

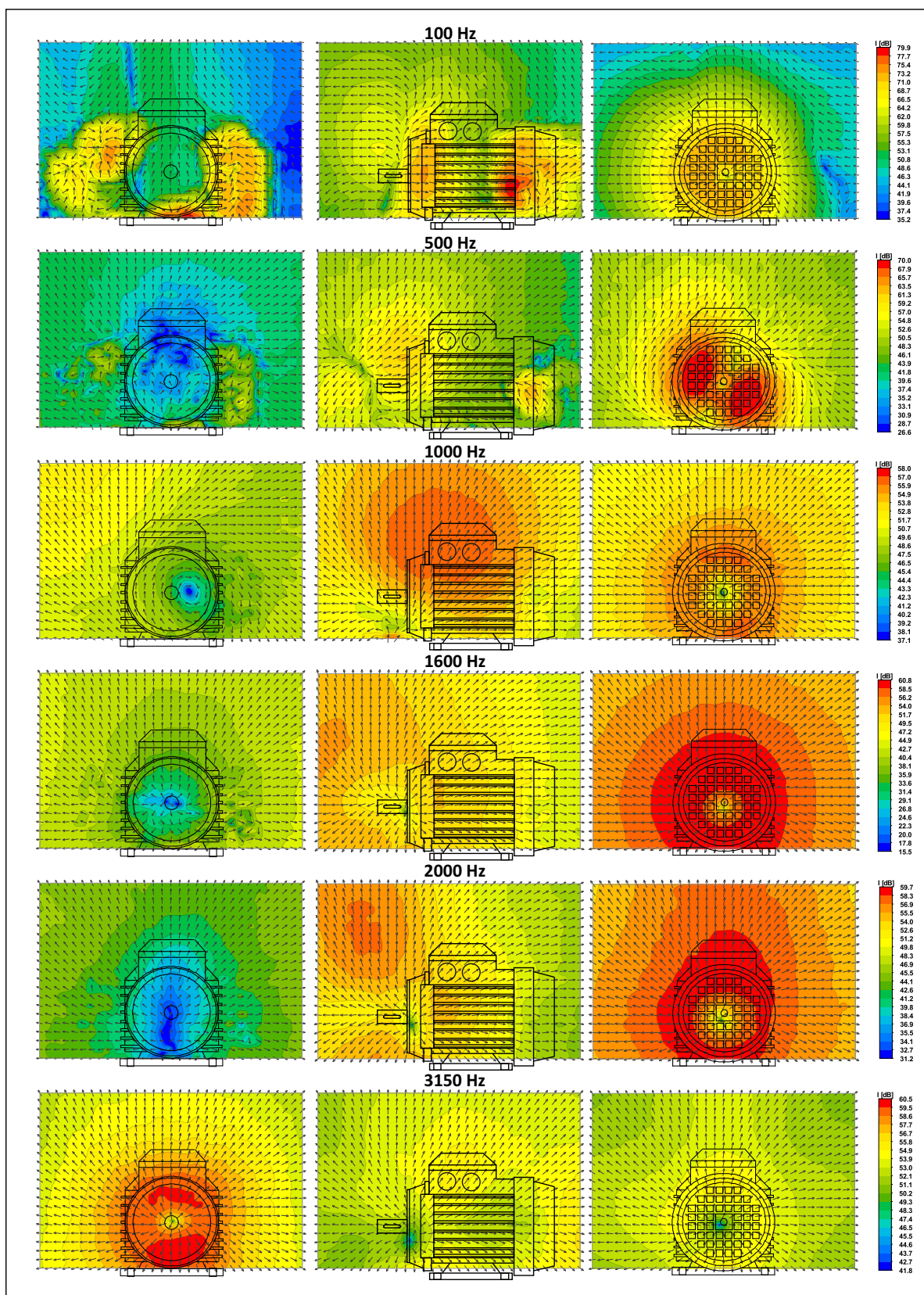
Dla zapewnienia poprawnego działania maszyny energia elektryczna rozpraszana wewnątrz w postaci ciepła musi być odprowadzana na zewnątrz. Służą do tego powietrzne lub wodne układy wentylacji, w których chłodziwo (najczęściej powietrze lub woda) porusza się w sposób silnie zaburzony, stanowiąc całą grupę źródeł hałasu.

Obracające się rzeczywiste elementy maszyny (rotor, wał, łożyska), charakteryzujące się nieidealnym wyważeniem i pewną chropowatością powierzchni trących, również są źródłem drgań i hałasu.

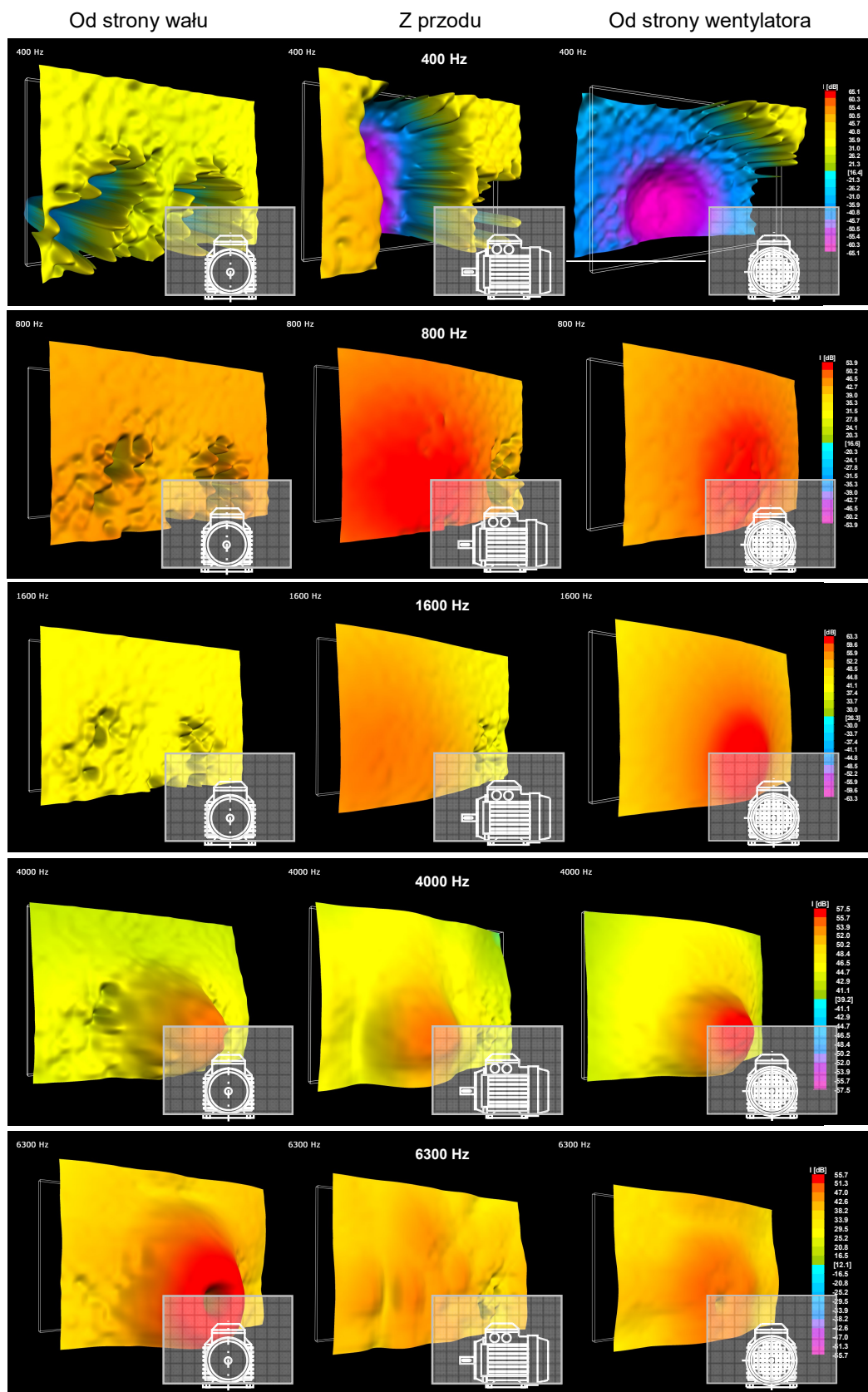
7.2.2. Metoda badań i wyniki

W celu zaprezentowania możliwości, jakie daje automatyczny pomiar natężenia dźwięku wokół obiektu rzeczywistego, przeprowadzono pomiar i analizę hałasu emitowanego przez silnik synchroniczny prądu przemiennego trójfazowy, pracujący bez obciążenia przy zasilaniu bezpośrednim z sieci elektroenergetycznej. Pomiary przeprowadzono w komorze quasi-bezechowej, w której silnik (model ABB-M3AA63B2) umieszczono na statywie na wysokości 1 m nad poziomem podłogi. Rozkład natężenia dźwięku zmierzono w wybranych trzech płaszczyznach wzajemnie prostopadłych wokół pracującego silnika (z sześciu możliwych): czołowej od strony wału, w przeciwległej czołowej od strony układu wentylacji oraz bocznej. Łącznie z badaniami rozkładu natężenia dźwięku analizowano pola rozkładu ciśnień akustycznych w obszarach badanych ustawień płaszczyzn.

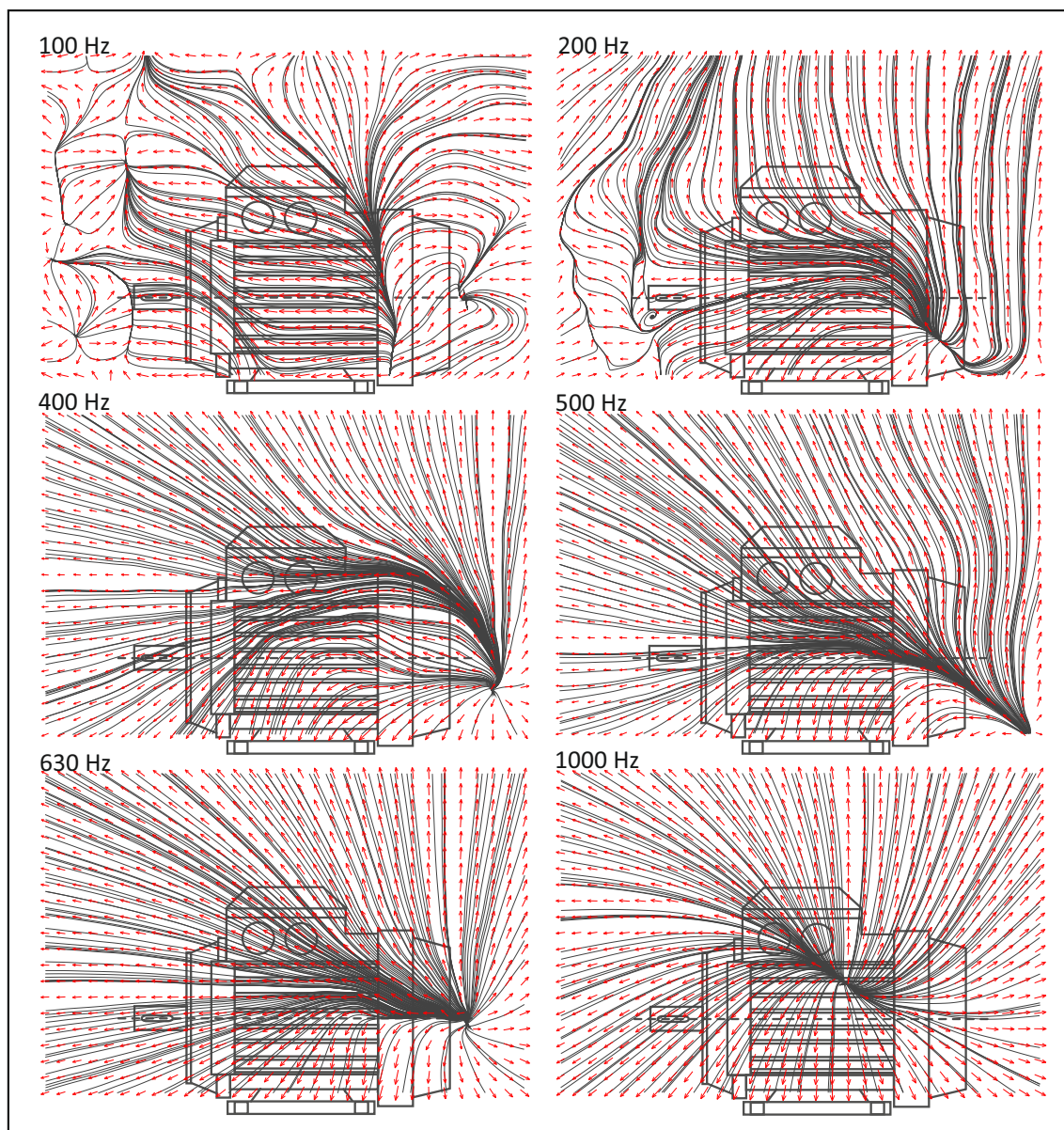
Na ryc. 7.6 pokazano rozkład pola natężenia dźwięku w trzech płaszczyznach wokół silnika wskazujący na zróżnicowane mechanizmy generowania



Ryc. 7.6. Rozkład pola natężenia dźwięku w trzech płaszczyznach wokół silnika wskazujący na zróżnicowane mechanizmy generowania mocy akustycznej (hałasu) przez urządzenie



Ryc. 7.7. Rozkład składowej normalnej natężenia dźwięku w trzech płaszczyznach wokół silnika wskazujący na zróżnicowane mechanizmy generowania mocy akustycznej (hałasu) przez urządzenie



Ryc. 7.8. Rozkład strumieni energii akustycznej rozchodzącej się wokół obiektu dla różnych pasm częstotliwości

mocy akustycznej (hałasu) przez to urządzenie. Analiza tych rozkładów pozwoli np. przeprojektować ozebrowanie na obudowie silnika, aby strumień powietrza chłodzącego opływający korpus silnika nie napotykał na przeszkodę w postaci rantu, co powoduje wzmożoną emisję akustyczną w pasmie 2000 Hz. Na ryc. 7.7 pokazano rozkłady składowej normalnej natężenia dźwięku w trzech płaszczyznach wokół silnika. Widać z nich np. wzmożoną emisję szumów tocznienia w łożysku wokół wału na częstotliwości 6,3 kHz. Na ryc. 7.8 pokazano dodatkowo rozkład strumieni energii akustycznej rozchodzącej się wokół obiektu dla różnych pasm częstotliwości.

7.3. Badania akustyczne prototypu transformatora energetycznego o mocy 75 MVA firmy ABB

7.3.1. Cel badań

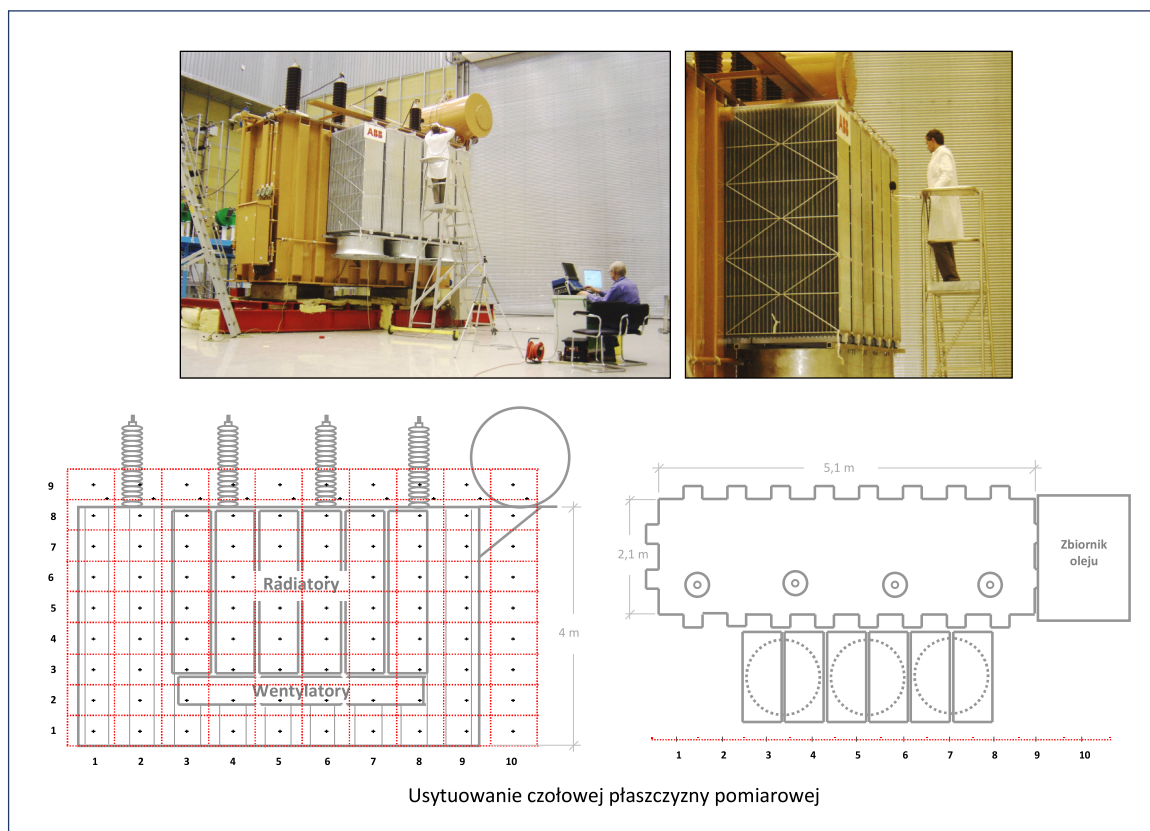
Celem badań było określenie poziomu hałasu emitowanego przez transformator wielkiej mocy 75 MVA wyprodukowany przez firmę ABB w oddziale Elta-Łódź Poland. Jest to urządzenie z serii tzw. cichych transformatorów, co znaczy, że przy ich projektowaniu szczególną uwagę zwracano na osiągnięcie możliwie niskiego poziomu hałasu emitowanego podczas pracy urządzenia. Oprócz standardowych badań poziomu hałasu, będącego niezbędną informacją oceniającą spełnienie standardów normowych, przeprowadzono również badania dodatkowe z zastosowaniem techniki pomiaru natężenia dźwięku. Ta współczesna technika badań wibroakustycznych jest szczególnie użyteczna w diagnozowaniu stanu technicznego urządzenia i ocenie promieniowania mocy akustycznej badanego źródła hałasu.

Akustyczne efekty diagnozowania ulegną zdecydowanej poprawie, jeżeli zamiast dotychczas stosowanych klasycznych metod pomiarowych stosowanych w *akustyce ciśnień* wprowadzimy analizy rozkładu *natężenia dźwięku* wraz z wizualizacją zjawisk wibroakustycznych przedstawionych w *formie wektorowej*. Obrazowe rozkłady pola akustycznego, będące rezultatem badań natężeniowych i pokazywane w formie graficznych map 2D i 3D, opisują kształt akustycznego pola przepływowego. Zastosowanie graficznej formy opisu pola akustycznego wytworzonego przez drgające struktury mechaniczne pozwala znajdować i precyzyjnie wskazać na korpusie maszyny lokalne źródła drgań o największych amplitudach, które jednoznacznie kojarzą się ze źródłami hałasu generowanego do środowiska. Tym sposobem projektant uzyskuje informacje o możliwości wprowadzenia do prototypowego rozwiązania zmian konstrukcyjnych i technologicznych gwarantujących uzyskanie optymalnych cech wibroakustycznych.

7.3.2. Opis metodyki pomiarów i analiz

Badania metodą klasyczną

Pomiary promieniowania akustycznego (hałasu) prototypu transformatora ABB 75 MVA prowadzone były w hali-laboratorium do testowania transformatorów mocy produkowanych przez krajowy oddział firmy ABB Falkon-Łódź. Badania prowadzono w warunkach pomiarowych, które widoczne są na ryc. 7.9, przy stanie zwarcia transformatora i podczas obciążenia prądem $I = 391,2 \text{ A}$.



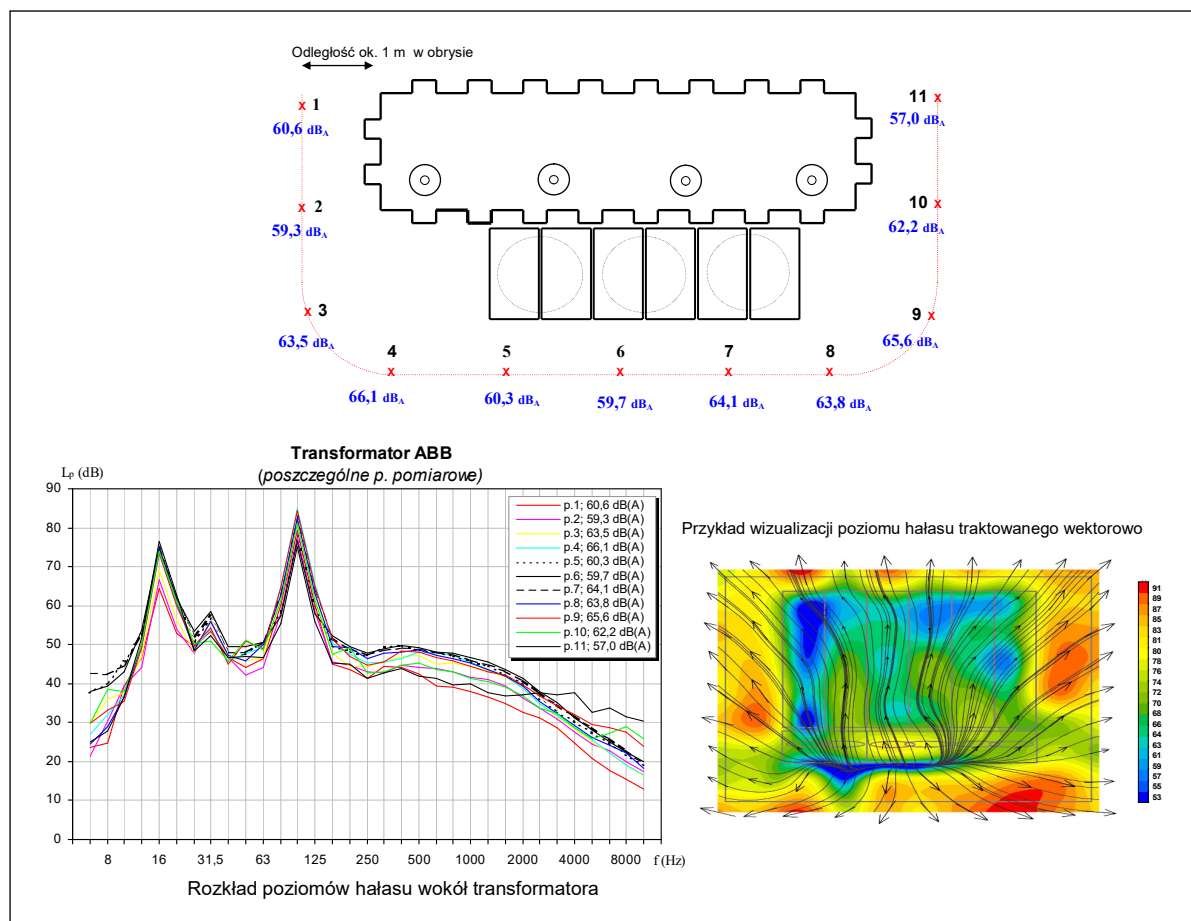
Ryc. 7.9. Stanowisko badań i warunki pomiarów akustycznych właściwości prototypowego transformatora 75 MVA

Badania akustyczne obejmowały pomiary wykonywane metodą klasyczną, co znaczy, że do oceny hałasu emitowanego przez transformator wykorzystano pomiary rozkładu ciśnienia akustycznego L_p (*poziomu hałasu*) wykonane z użyciem mikrofonu pojemnościowego. Poziom hałasu mierzono w rejonie 1 m od obrysu badanego transformatora w 11 punktach pomiarowych, umieszczając mikrofon na wysokości ok. 2,3 m od podłogi (ryc. 7.10). W procesie pomiarowym mierzono kontrolnie poziom tła akustycznego otoczenia, sprawdzając, czy leży on dostatecznie nisko (w granicach od 6–10 dB) w stosunku do poziomemu hałasowi emitowanemu przez badany transformator. Zgodnie z obowiązującymi normami hałas oceniano również wg skorygowanych wartości ważonych A (jako dB(A)).

Analizę poziomu hałasu generowanego podczas pracy transformatora prowadzono w sposób klasyczny w przedziałach tercjowych o znormalizowanych pasmach z zakresu od 4–10 kHz, mimo że jako normatywny zakres dźwięków słyszalnych przyjmuje się zwykle przedział 50–5000 Hz (zmodyfikowana norma ISO). Rozszerzony zakres analizowanych częstotliwości ułatwia prowadzenie

kompleksowej oceny akustycznej badanego prototypu transformatora łącznie z hałasem infradźwiękowym.

Do badań wykorzystano analizator sygnałów akustycznych typu *RTA-840* norweskiej firmy *NORSONIC* wraz z kompletem mikrofonów firmy *Brüel & Kjær* oraz sondą do pomiaru natężenia dźwięku typu *NE-216* (sonda p-u z ultradźwiękowym pomiarem prędkości akustycznej).

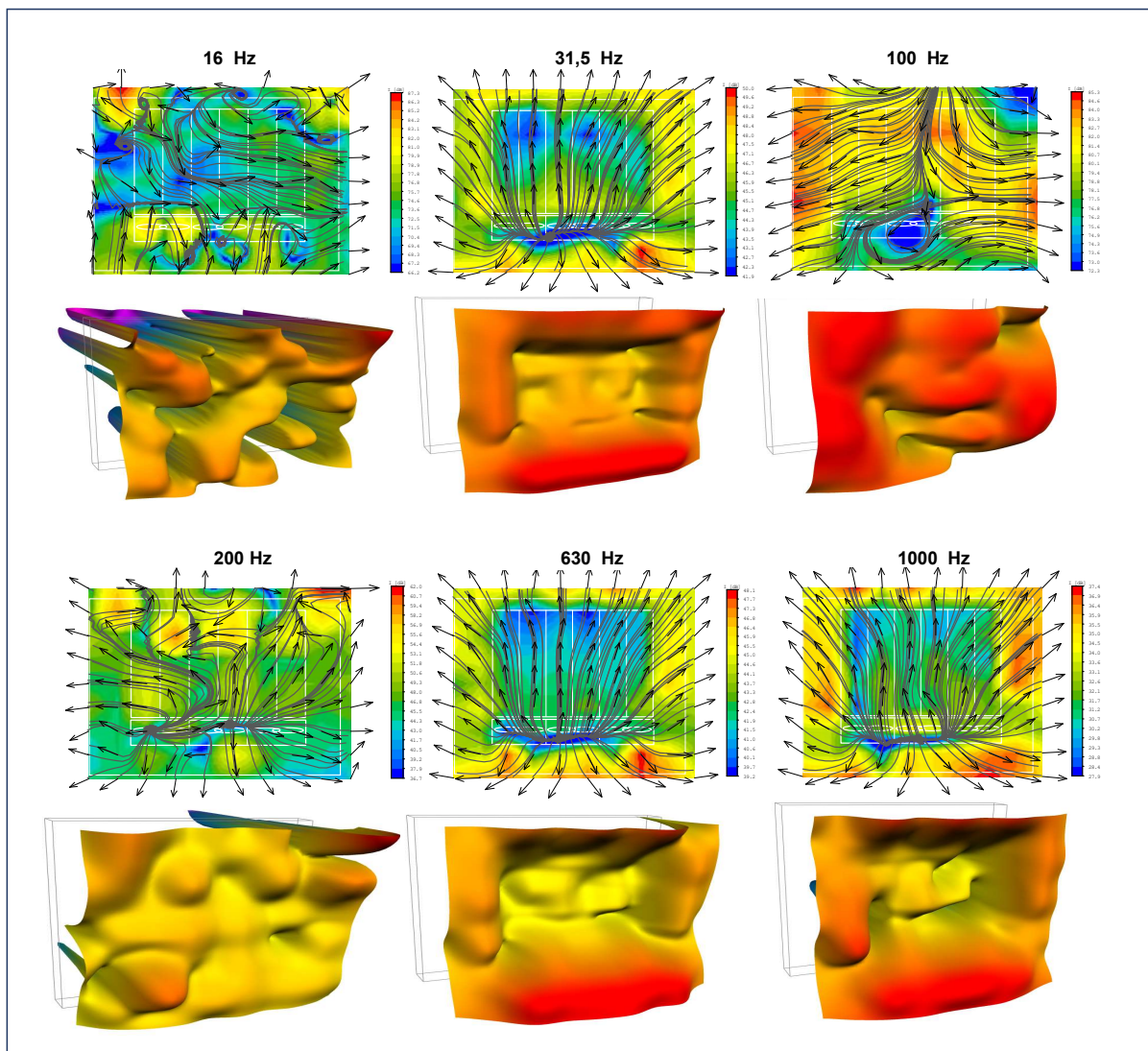


Ryc. 7.10. Pomiar rozkładu hałasu wokół transformatora 75 KVA: punkty pomiarowe na wysokości ok. 2,3 m od twardego podłoża, uśredniona wartość poziomu hałasu 62,4 dB(A), obciążenie transformatora – stan zwarcia $I = 391,2$ A

Badania metodą natężeniową

Badania rozkładów natężenia dźwięku wokół transformatora wykonano metodą stałych punktów pomiarowych, oceniając składowe przestrzenne x , y i z wektora natężenia. Pomiary prowadzono w płaszczyźnie o wymiarach $6 \times 4,5$ m równoległej do czołowej strony transformatora ustawionej w odległości 0,2 m od czoła radiatorów. Płaszczyznę pomiarową podzielono na 90 jednostkowych powierzchni o polach $0,6 \times 0,5$ m każda. Pozwala to graficznie przedstawić przestrzenny (3D) kształt promieniującej fali generowanej w rejonie płaszczyzny pomiarowej. Rozmieszczenie siatki punktów pomiarowych natężenia dźwięku

pokazano na rysunku 7.11. Wyniki badań natężeńowych opracowano graficznie z użyciem programu *SIWin* (patrz podrozdział 4.4).



Ryc. 7.11. Rozkład pola natężenia dźwięku opisujący mechanizm generowania mocy akustycznej (hałasu) od strony czołowej transformatora: mapy wektorowe i rozptył strumieni oraz obrazy 3D kształtu promieniowanej fali akustycznej

Kolorowe (2D) mapy rozkładu wektorów natężenia dźwięku przedstawiono na płaszczyźnie pomiarowej jako energetyczny składnik fali akustycznej i pokazano na tle zarysu badanego urządzenia (ryc. 7.11). Pozwalają one zlokalizować te fragmenty powierzchni, z których do otoczenia promieniowany jest największy poziom hałasu (*hot points*). Wektorowy charakter pola akustycznego pozwala również wskazać drogi (linie na wykresie), po których energia akustyczna jest transportowana. Zaznaczone strzałki (wektory) wskazują kierunki tego ruchu. Rozkłady natężenia dźwięku pokazują również przestrzenne kształty fali natężeńowej (3D) obrazujące energetyczną formę hałasu promieniowanego przez frontową część korpusu transformatora (ryc. 7.11). Forma

przestrzennej wizualizacji wektorowych efektów promieniowania akustycznego została pokazana dla wybranych częstotliwości, w których dominował poziom hałasu. Tego rodzaju wizualizacja efektów wektorowych, niemożliwych do oceny tradycyjnym pomiarem ciśnienia akustycznego, stanowi podstawowe narzędzie do znajdowania lokalnych źródeł promieniowania hałasu i prowadzenia konstrukcyjno-technologicznych zabiegów zmierzających do obniżenia zagrożenia hałasowego. Jest to w metrologii akustycznej współcześnie najbardziej racjonalna metoda wprowadzania rozwiązań optymalnych pod względem ekonomicznym i technicznym.

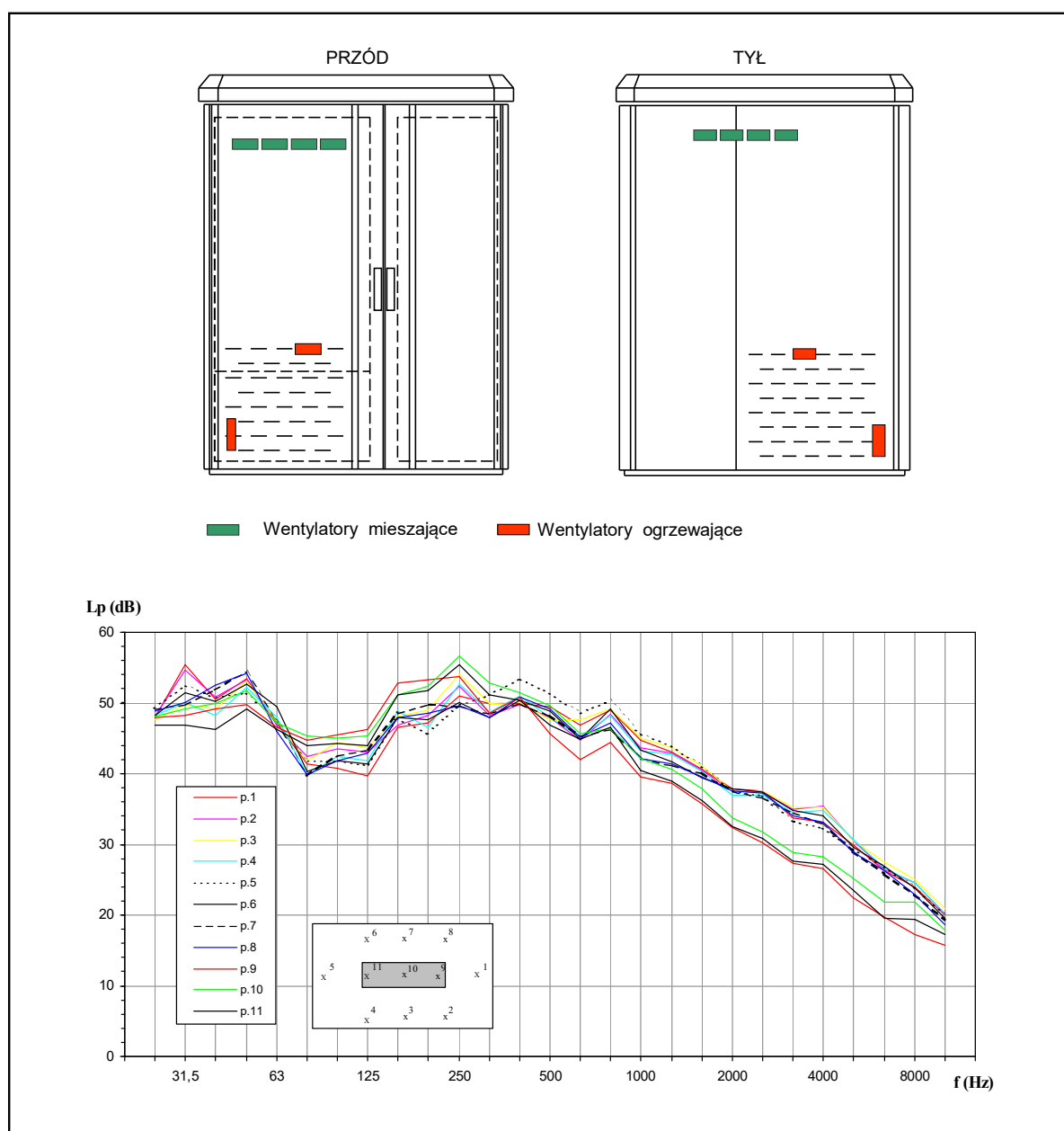
Badania skutków energetycznych wywołanych przemieszczaniem się fali akustycznej w ośrodku rzeczywistym (*efekt wektorowy*) dają pełniejsze i bardziej obiektywne informacje o sposobie promieniowania źródła. Metoda ta pozwala jednoznacznie wskazać źródła lokalne występujące w badanym urządzeniu. Ten sposób diagnozowania akustycznego umożliwia wskazanie konkretnych fragmentów konstrukcji, których efektywność promieniowania hałasu jest największa. Nie daje się tego zrobić metodami tradycyjnymi poprzez pomiar rozkładu ciśnienia akustycznego. Badania transformatora 75 MVA przeprowadzone na stanowisku prób w stanie zwarcia wykonane metodą klasyczną i natężeniową dostarczają wyczerpujących informacji o akustycznych efektach wnoszonych do otoczenia w formie energetycznej. Wizualizacja promieniowania hałasu pokazana w formie rozkładów wektorowych, w odróżnieniu od metod konwencjonalnych opartych na analizach ciśnienia akustycznego (wartości skalarnej), pozwala oceniać zjawiska zachodzące w polu akustycznym bardziej wszechstronnie i precyzyjnie. Przestrzenna analiza rozkładu natężenia dźwięku pozwala wskazać miejsca na korpusie transformatora, z których lokalnie promieniuje największa energia akustyczna w postaci hałasu. Właśnie na te rejony prototypowej konstrukcji należy zwrócić szczególną uwagę w procesie wibroakustycznego optymalizowania wyrobu prowadzonego przy współpracy projektanta z akustykiem i przy prowadzeniu badań kontrolujących efektywność dokonanych zabiegów.

7.4. Badania akustyczne telekomunikacyjnej szafy zewnętrznej

7.4.1. Cel badań

Celem badań było określenie poziomu hałasu emitowanego przez telekomunikacyjną szafę zewnętrzną typu SZD firmy AGMAR z wyposażeniem firmy Lucent, przeznaczoną do systemów dostępowych. Badania akustyczne obejmowały ocenę poziomu hałasu emitowanego przez urządzenie pracujące w warun-

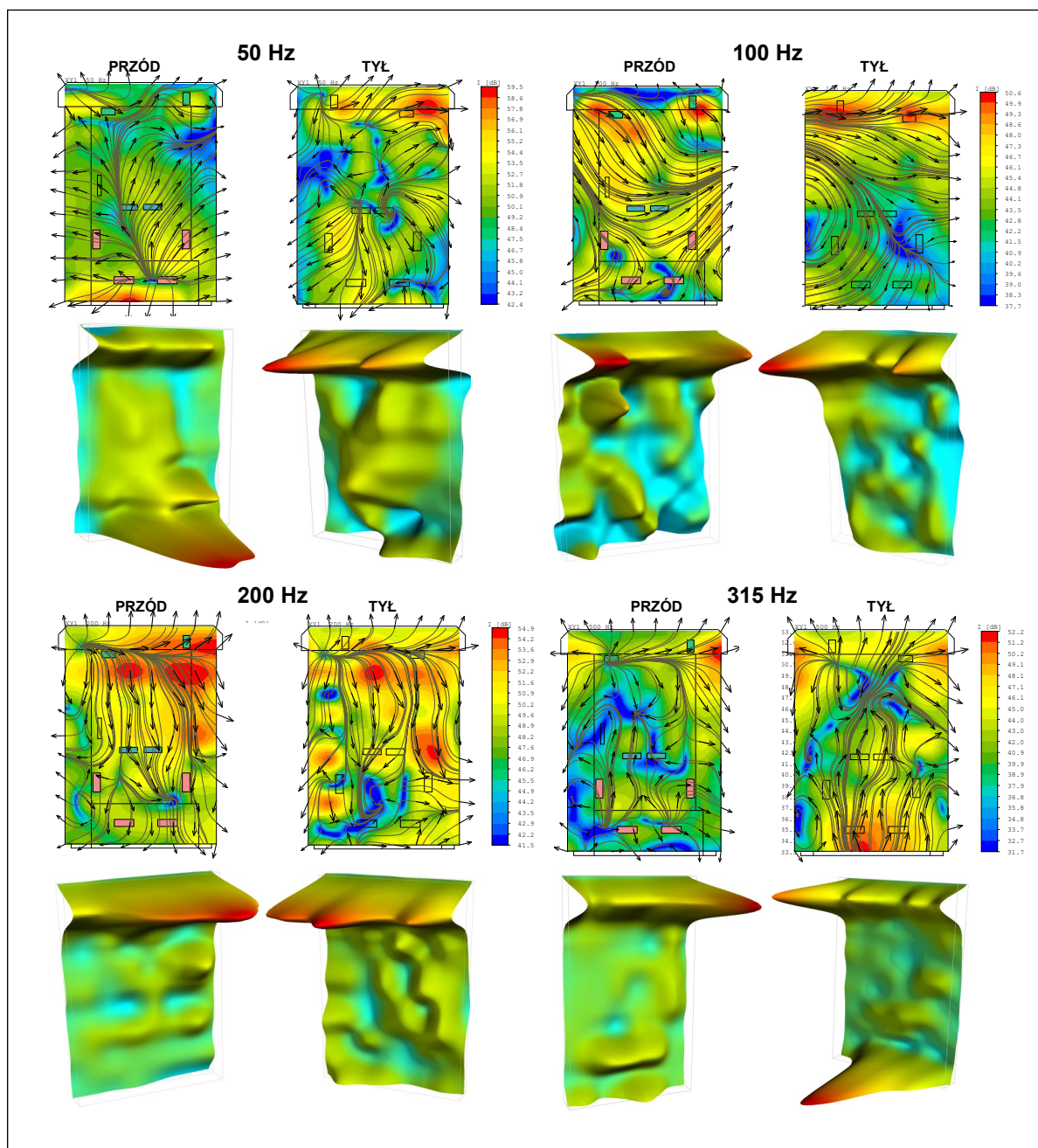
kach zbliżonych do warunków nominalnych. Szafa była kompletnie wyposażona i w czasie badań pracowała pod obciążeniem „sztucznym”. Hałas emitowany przez szafę pochodził głównie od pracy wentylatorów ogrzewających i chłodzących. Oprócz standardowych badań poziomu emitowanego hałasu jako niezbędnej informacji oceniającej spełnienie wymagań normowych przeprowadzono również badania dodatkowe z zastosowaniem techniki pomiaru natężenia dźwięku.



Ryc. 7.12. Rozmieszczenie wentylatorów w badanej szafie AGMAR-Lucent oraz poziom hałasu zmierzony wokół szafy w czasie pracy wentylatorów chłodzących

7.4.2. Wyniki badań prowadzonych techniką natężeniową

Pomiary akustyczne szafy prowadzone były w warunkach przemysłowych na terenie hali maszyn. Do badań wykorzystano analizator sygnałów akustycznych typu *RTA-840* norweskiej firmy NORSONIC wraz z kompletem mikrofonów firmy Brüel & Kjær oraz sondą do pomiaru natężenia dźwięku typu *NE-216* (sonda p-u z ultradźwiękowym pomiarem prędkości akustycznej). Badania na-



Ryc. 7.13. Rozkład pola natężenia dźwięku w rejonie szafy AGMAR-Lucent jako obraz promieniowania energii akustycznej przez stronę przednią i tylną szafy

żeń dźwięku wykonano metodą stałych punktów pomiarowych, oceniając składowe przestrzenne wektora natężenia x , y i z . Pomiary prowadzono w płasz-

czyźnie siatki pomiarowej równoległej do płaszczyzn szafy. Płaszczyznę pomiarową podzielono na jednostkową siatkę pól o wymiarach $0,2 \times 0,2$ m. Pozwala to graficznie przedstawić przestrzenne położenie wypadkowych wektorów natężenia dźwięku w każdym punkcie pomiarowym w części przedniej i tylnej szafy. W procesie pomiarowym każdorazowo mierzono poziom tła akustycznego, sprawdzając, czy sygnał tła nie zakłóca pomiarów hałasu szafy. W zakresie badanych częstotliwości zmierzony hałas promieniowany przez szafę przewyższał zdecydowanie poziom hałasu tła.

Ponieważ głównym źródłem hałasu generowanego przez szafę była praca wentylatorów, pomiary przeprowadzono dla różnych wariantów pracy poszczególnych grup wentylatorów (mieszających, chłodzących i ogrzewających). Rozmieszczenie wentylatorów w badanej szafie pokazano na ryc. 7.12.

Pomiary natężenia dźwięku wykonane były w pasmach tercjowych w zakresie od 25 Hz do 6300 Hz. Wykazano, że dominujący hałas zewnętrzny szaf obejmujący zakres częstotliwości od 31,5 Hz do 800 Hz wytwarzają pracujące wentylatory. Na zamieszczonych rysunkach wyniki dla wybranych przedziałów częstotliwości, w których hałas urządzenia dominował, przedstawione są w formie graficznej (2D, 3D). Rozkłady natężenia dźwięku pokazano oddzielnie dla przestrzeni przedniej i tylnej strony badanych szaf. Forma przestrzennej wizualizacji promieniowania akustycznego (3D) przedstawia wektorowe cechy fali akustycznej i jest obrazem rozkładu mocy akustycznej generowanej przez badany obiekt. Kolorowe mapy rozkładu wektorów natężenia dźwięku, reprezentujące energetyczne składniki fali akustycznej, pokazano na tle zarysu badanego urządzenia. Pozwala to lokalizować fragmenty powierzchni, z których promieniowane są największe poziomy hałasu. Wektorowy charakter pola akustycznego umożliwia również wskazywanie ścieżek (strumieniowy obraz przepływu akustycznego), po których energia jest transportowana do otoczenia. Zaznaczone strzałki (wektory) wskazują kierunki tego ruchu.

7.4.3. Wnioski

Hałas emitowany przez szafę AGMAR-Lucent powodowany jest głównie przez grupę wentylatorów mieszających i chłodzących umieszczonych w górnej i środkowej części szafy. Osiąga on poziom rzędu 49,6 dB(A) z przewagą hałasu w rejonie niskich częstotliwości w granicach od 100 Hz do 800 Hz. Z badań wynika również, że to wentylatory chłodzące tworzą hałas o poziomie około 10 dB wyższym od hałasu pozostałych wentylatorów.

Podczas badań promieniowania hałasu przez szafę AGMAR-Lucent zastosowano też rozszerzoną formę pomiarów, polegającą na wykorzystaniu techniki pomiaru natężenia dźwięku wraz z graficzną formą prezentacji wyników badań

(ryc. 7.13). Na rysunkach tych dla częstotliwości, w których hałas dominował, przedstawiono wektorowe rozkłady natężenia dźwięku jako moduły wektorów wypadkowych wraz z liniami strumienia i rozkładem pola w formie map natężeniowych (2D) obejmujących rejony przodu i tyłu szafy. Pokazano też trójwymiarową formę promieniowania energii akustycznej w postaci czoła promieniowanej fali obrazowanego płaszczyzną rozłożoną w przestrzeni przed i za szafą.

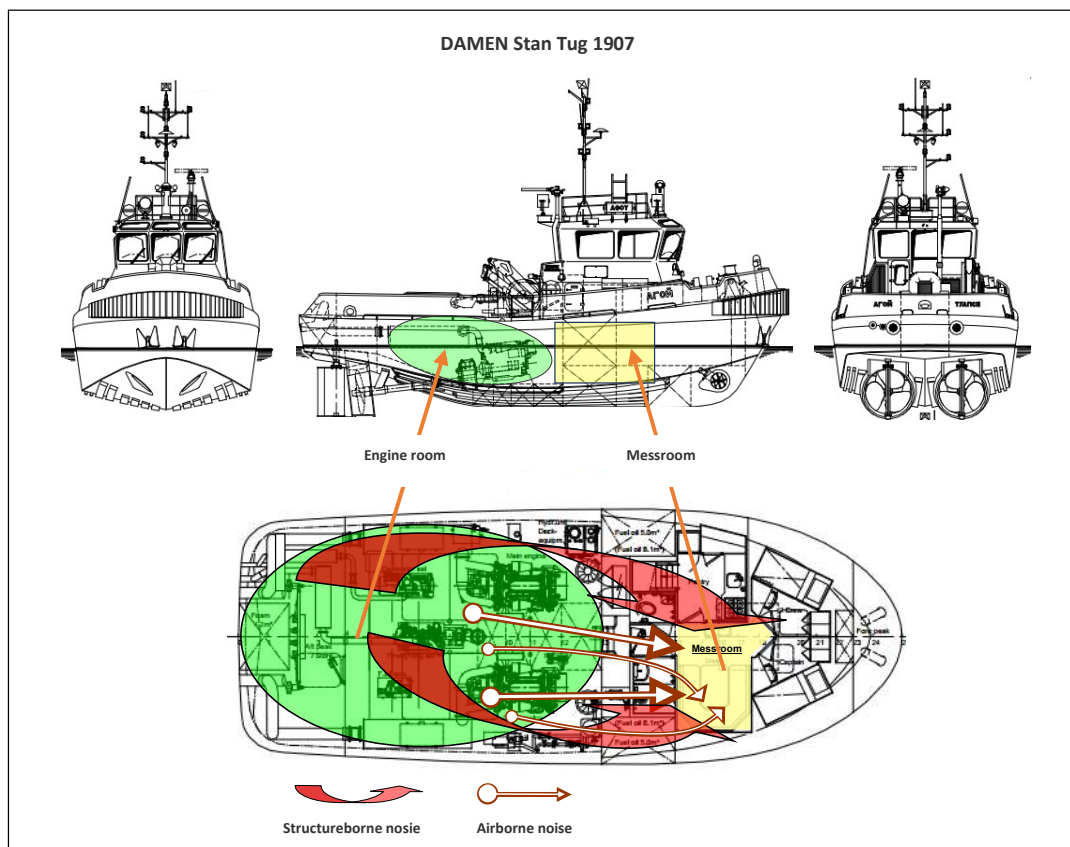
Dzięki badaniom natężeniowym widać rozkład pola energetycznego szafy, co ułatwia wskazanie rejonizacji źródeł lokalnych (w tym przypadku są to zewnętrzne otwory kanałów wentylacyjnych w obudowie szafy). Graficzna prezentacja wyników badań natężeniowych wskazuje zdecydowanie, że wentylatory chłodzące rozlokowane w górnej części szafy są głównymi źródłami hałasu promieniowanego przez badaną szafę. Można jednoznacznie wskazać miejsca, przez które hałas wentylatorów przenika na zewnątrz obudowy (patrz ryc. 7.13). Hałasy te mogą stanowić zagrożenie dla otoczenia, szczególnie w przypadku instalowania ich w pobliżu budynków mieszkalnych. Wyniki badań wskazują, że o hałasie wypromieniowanym przez szafę AGMAR-Lucent decydują wentylatory mieszające (dwie sztuki umieszczone w środkowej części badanej szafy) oraz wentylatory chłodzące (sześć sztuk) w górnej części szafy. Przestrzenna analiza rozkładu natężenia dźwięku wskazuje, że szafy promieniają również hałas przez „nieszczelności akustyczne”, jakie występują w konstrukcji szafy (przód i tył, góra i dół). Należy zwrócić uwagę, że pojęcia „nieszczelności akustycznej” nie należy kojarzyć z nieszczelnością fizyczną, są to bowiem rejony obudowy szafy o obniżonej strukturalnej izolacyjności akustycznej albo inaczej – fragmenty o małej impedancji akustycznej. Właśnie na te rejony prototypowej konstrukcji należy również zwracać szczególną uwagę w procesie wibroakustycznego optymalizowania wyrobu prowadzonego przy współpracy projektanta z akustykiem i przy prowadzeniu badań kontrolujących efektywność dokonanych zabiegów. Wizualizacja rejonów promieniowania energii akustycznej prowadzona techniką natężeniową jest niezwykle prostą i czytelną formą analizowania źródeł hałasu, w czym znacznie przewyższa tradycyjnie dotąd stosowane akustyczne techniki diagnostyczne.

7.5. Metody natężeniowe w wibroakustycznej ochronie statków

Nadmierne poziomy hałasu i wibracji, na jakie narażona jest załoga statków morskich, to jedno z poważniejszych zagrożeń, którego działanie nie ustaje przez całą dobę. Załoga nie ma praktycznie możliwości uniknąć ich szkodliwych dla zdrowia skutków. Ograniczenie hałasu w pomieszczeniach okręto-

wych do poziomu wyznaczonego przepisami i normami akustycznymi jest często poważnym problemem technicznym dla konstruktorów statków.

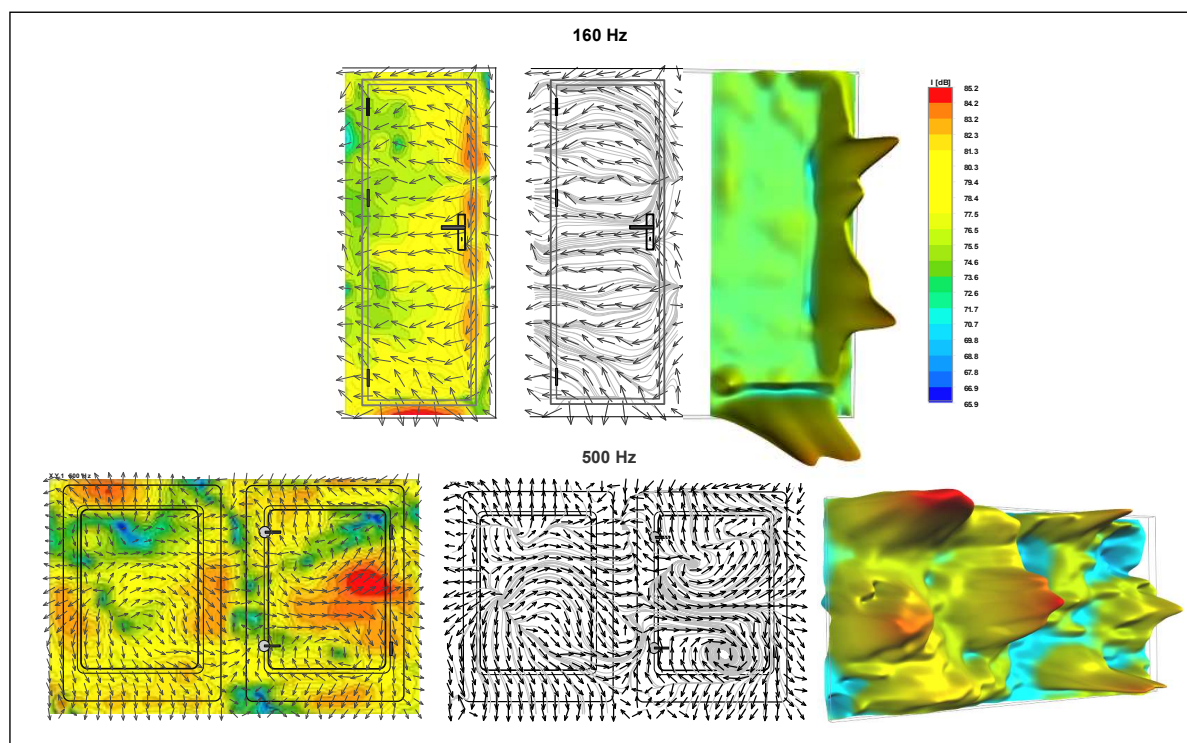
Przełomowe znaczenie, zmieniające dotychczasowe podejście do walki z hałasem na statkach i w innych gałęziach przemysłu, ma zastosowanie techniki badawczej opartej na pomiarze natężenia dźwięku jako metody pozwalającej oceniać działanie hałasu w sposób energetyczny.



Ryc. 7.14. Holownik wielozadaniowy Stan Tug 1907 produkowany w holenderskiej stoczni DAMEN

Przedstawione poniżej przykładowe wyniki badań wykonanych techniką natężeniową pochodzą z pomiarów przeprowadzonych bezpośrednio na statku, jakim był prototyp holownika wielozadaniowego typu Stan Tug 1907 zbudowany w holenderskiej stoczni DAMEN (ryc. 7.14). Zespół specjalistów z Pracowni Wibroakustyki WTMiT-ZUT łącznie z autorem zaproszony został przez Holendrów do rozwiązywania problemów, z którymi nie mogły sobie poradzić poprzednio zatrudniane rodzime ekipy akustyków. Na podstawie analizy wyników i graficznej interpretacji rozkładu energii pola akustycznego we wnętrzu kabiny (messy załogowej) holownika Stan Tug 1907 opracowano zalecenia technologiczno-konstrukcyjne, które doprowadziły do uzyskania wymaganego normami poziomu hałasu. Efektywność i trafność zaleconych zmian konstrukcyjnych prototypu doprowadziła do jego wibroakustycznej optymalizacji, a w stosunku do stanu przed badaniami hałas obniżony został o ok. 6 dB.

Przekroczenie poziomu hałasu spowodowane było hałasem urządzeń mechanicznych siłowni i bliskością pomieszczenia mieszkalnego (ryc. 7.14), która, jak się okazało, nie była prawidłowo zabezpieczona od przenikania hałasu z siłowni. Wystąpiło przekroczenie dopuszczalnego normami hałasu w messie za-

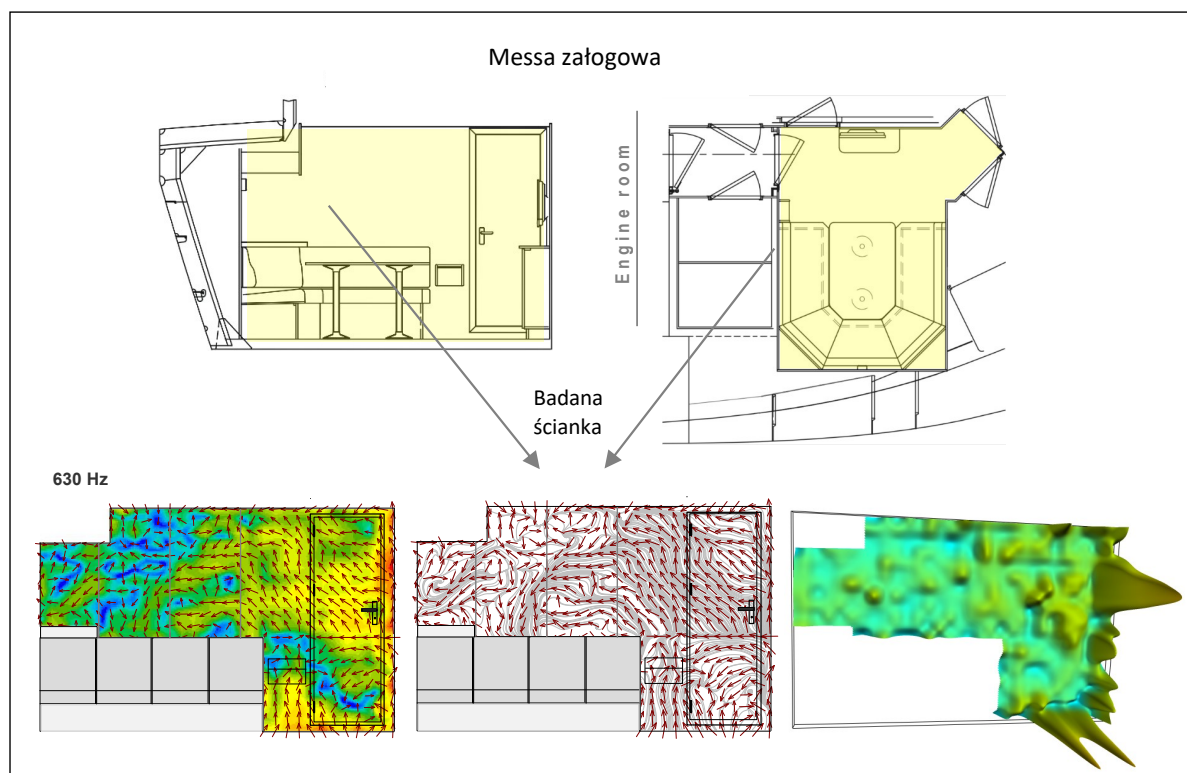


Ryc. 7.15. Obrazowane w sposób wektorowy przenikanie hałasu przez drzwi i okna kabiny

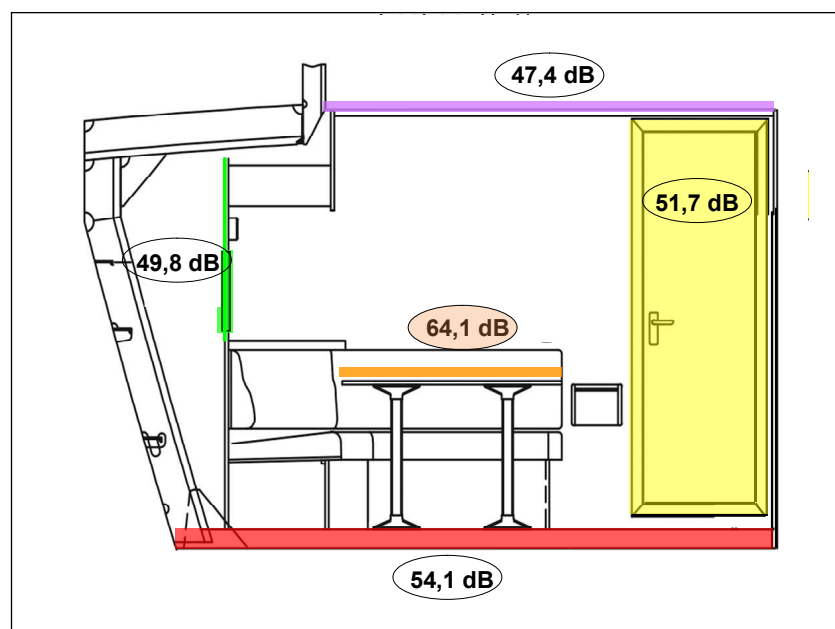
łogowej, co opóźniało terminowe zdanie jednostki armatorowi i powodowało konieczność płaćenia obowiązujących kar umownych sięgających bardzo poważnych kwot.

Zastosowane przez nas techniki badań polegały na opracowaniu bilansu mocy akustycznych generowanych przez poszczególne elementy wyposażenia kabiny i wskazaniu tych, od których należy zacząć optymalizację klimatu akustycznego wnętrza messy. Na ryc. 7.15 i 7.16 pokazane są w skrótovej formie wyniki zastosowanych badań natężeniowych.

Wyniki badań prowadzonych techniką natężeniową pozwoliły wskazać źródła hałasu, które mają największy udział w generowaniu mocy akustycznej we wnętrzu kabiny. Wydzielono trzy elementy wyposażenia: blat stołu (64,1 dB), drzwi (51,7 dB) i fragment ścianki burtowej w okolicy włazu rewizyjnego (49,8 dB) – dekoracyjnie zasłonięty otwór w ścianie – których wskazanie nie było możliwe przy zastosowaniu tradycyjnych technik pomiarowych opartych na „akustyce ciśnień”. Na ryc. 7.17 pokazano lokalizację tych fragmentów kabiny.



Ryc. 7.16. Pomieszczenie, w którym przekroczony był dopuszczalny normami poziom hałasu (60 dBA), i obraz przenikania hałasu przez ściankę od strony siłowni



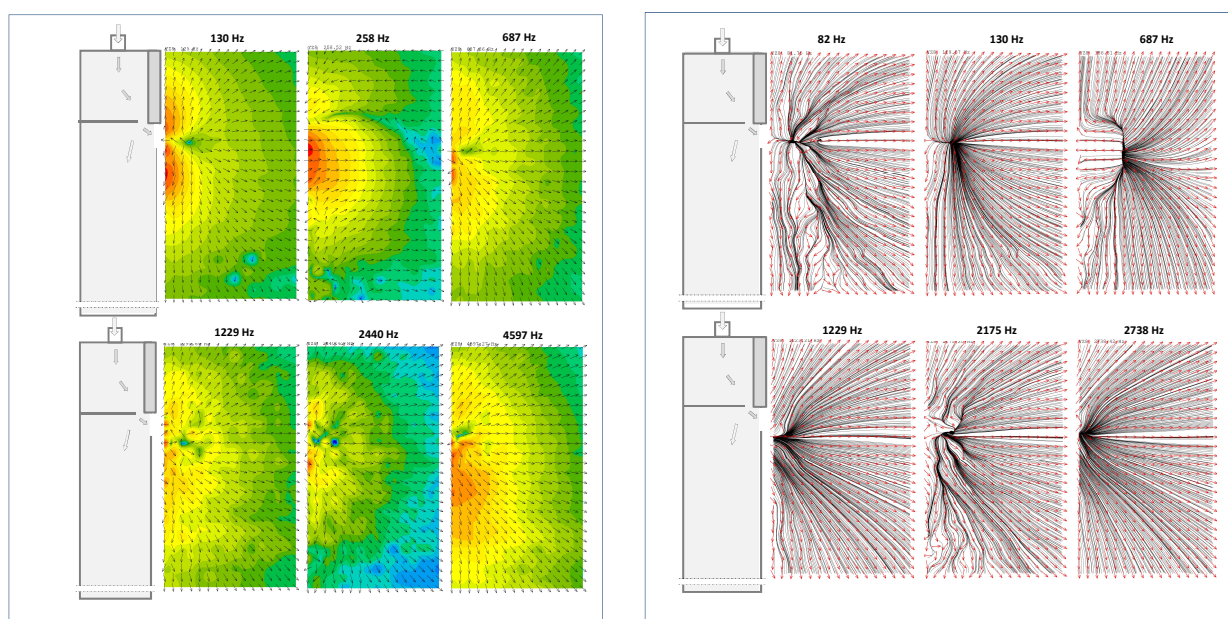
Ryc. 7.17. Zbilansowanie poziomu mocy akustycznej generowanej przez poszczególne elementy kabiny – widać dominujący udział blatu stołowego w ogólnym poziomie hałasu wnętrza

Na przykładzie badań na holowniku Stan Tug 1907 widać, że eksperymenty badawcze realizowane metodami natężeniowymi, czyli badaniami rozkładu strumienia energii w przepływowych polach akustycznych, wykazują

swoją przydatność w badaniach prowadzonych w warunkach przemysłowych i wnoszą nowy przyczynek do metrologii zjawisk akustycznych.

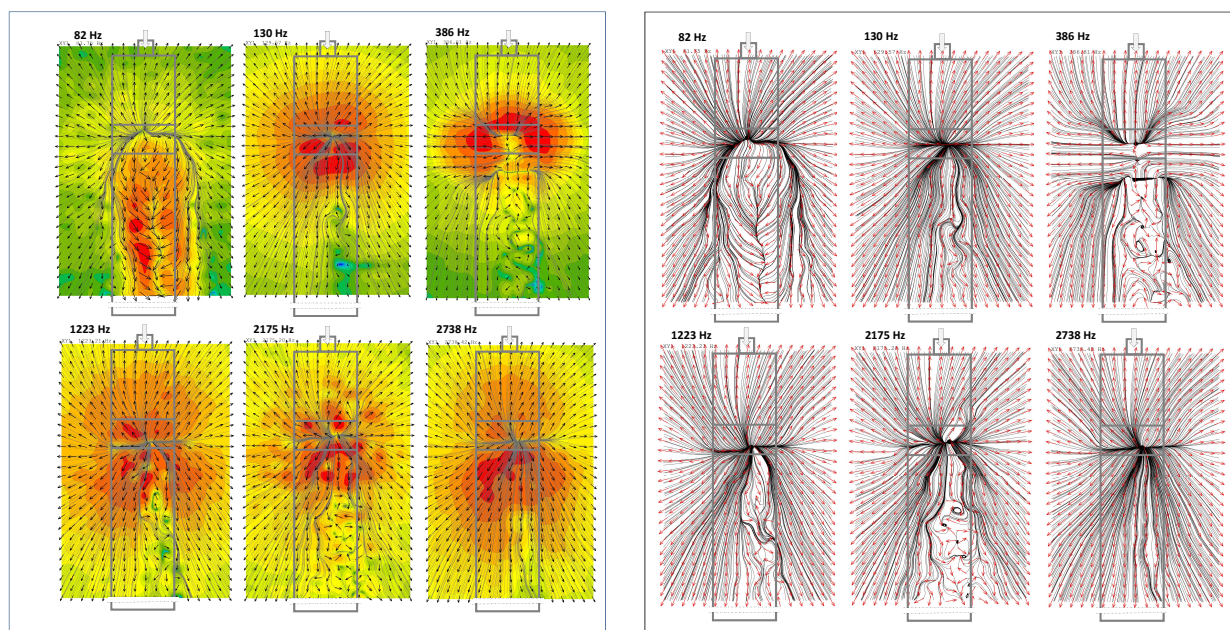
7.6. Obrazowanie pola natężenia dźwięku wokół aerofonu

Aerofon w postaci piszczałki organowej generujący dźwięk o częstotliwości podstawowej 128 Hz, który był przedmiotem obrazowania z wykorzystaniem techniki PIV (patrz pkt. 6.7.2), zbadano w celu pozyskania danych pomiarowych obiektu rzeczywistego z wykorzystaniem techniki natężeniowej. O ile pomiary z wykorzystaniem techniki PIV dostarczają wiedzy o mechanizmie generacji drgań słupa powietrza emitowanego jako dźwięk z rejonu źródła, o tyle analiza pola natężeniowego odpowiada na pytania związane z kierunkowością pracy takiego źródła akustycznego oraz jego skutecznością emisji w zakresie częstotliwości użytecznych. W tym przypadku mamy na myśli ton o częstotliwości podstawowej 128 Hz oraz jego alikwoty – wyższe harmoniczne, decydujące o barwie emitowanego dźwięku. Ponadto ocena jakości pracy piszczałki związana jest z analizą emisji składowych szumowych.



Ryc. 7.18. Emisja akustyczna aerofonu w osi labium. Obrazowanie wektorowego pola natężenia dźwięku oraz strumieni energii

W wyniku przeprowadzonych badań zebrano obszerną bazę danych pomiarowych. Na ryc. 7.18 i 7.19 przedstawiono przykładowe wizualizacje danych w postaci pól wektora natężenia dźwięku oraz strumieni energii w płaszczyźnie prostopadłej i równoległej do labium badanego aerofonu.



Ryc. 7.19. Emisja akustyczna aerofonu w osi labium. Obrazowanie wektorowego pola natężenia dźwięku oraz strumieni energii

Zakończenie

Technika natężeniowa dostarcza bogatych informacji o polu akustycznym oraz właściwościach wibroakustycznych źródeł tego pola, jakimi są m.in. różnego rodzaju urządzenia techniczne. Przeprowadzone pomiary pozwoliły na zbudowanie bazy danych różnorodnych pól akustycznych wokół obiektów rzeczywistych. Dane te można wykorzystać doraźnie do rozwiązania konkretnego problemu technicznego – np. do redukcji hałasu, optymalizacji konstrukcji itp. oraz jako dane walidacyjne różnego rodzaju modeli teoretycznych i symulacji numerycznych.

PODSUMOWANIE I WNIOSKI KOŃCOWE

W ciągu ponad wieku wypracowano wiele rozmaitych metod badania i wizualizacji pola akustycznego, które przyczyniły się do rozwoju różnorodnych dziedzin techniki. W przypadku skalarnych pomiarów pola akustycznego z wykorzystaniem mikrofonu ciśnieniowego zaobserwować można pewien impas w rozwoju teorii związanych z jakościowym ulepszaniem systemów pomiarowych opartych wyłącznie na pomiarze ciśnienia, ich syntezą, analizą i optymalizacją. Burzliwy rozwój elektrotechniki i elektroniki, w tym techniki cyfrowej oraz informatyki, spowodował, że w praktyce inżynierskiej stosuje się obecnie systemy o nieporównywalnych dotąd możliwościach pomiarowych pod względem liczby kanałów przetwarzania sygnałów z czujników pomiarowych oraz fuzji i cyfrowego przetwarzania zbieranych danych. Mimo to pomiar wyłącznie ciśnienia akustycznego, nawet wielopunktowy, wydaje się ograniczeniem jakościowym, które wstrzymuje dalszy rozwój dziedzin, w których analiza zjawisk akustycznych jest podstawą osiągania nowych celów. Obecne tendencje rozwojowe rozmaitych dziedzin techniki stymulują do opracowywania nowych i efektywnych modeli numerycznych związanych z symulacją pola akustycznego w coraz bardziej złożonych obiektach rzeczywistych oraz modelowania mechanizmów generacji i propagacji dźwięku w obszarach z zaburzonymi przepływami masowymi cieczy i gazów. Potrzeba ta wiąże się bezpośrednio z problemami zanieczyszczania środowiska hałasem generowanym przez urządzenia techniczne, których nasycenie w otoczeniu człowieka wciąż wzrasta. Tutaj również obserwuje się osiągnięcie pewnych granic postępu w przypadku stosowania modeli liniowych opisujących zmiany czasowe i rozkład przestrzenny wyłącznie wielkości skalarnych. Rozwiązania techniczne bazujące na takich modelach wydają się dalekie od optymalnych. Silnym przyczynkiem do rozwoju nowych metod symulacyjnych w akustyce jest rozwój systemów technicznych, w których podstawa działania związana jest z przepływem masowym ośrodka ciągłego (cieczy lub gazu). Przepływ ten charakteryzuje się najczęściej dużym poziomem energii kinetycznej, przez co zjawiska nieliniowe i turbulencyjne stają się jeśli nie dominujące, to na pewno niemożliwe do zignorowania. Z punktu widzenia użytkownika obiekty takie najczęściej charakteryzują się wysoką hałaśliwością. Współczesna akustyka staje się więc niero-

zerwalnie związana z mechaniką płynów. Poznanie mechanizmów generacji dźwięku w bliskim polu hydrodynamicznym oraz mechanizmów emisji energii akustycznej do środowiska wydaje się jednoznacznie związane z analizą kinematyki i dynamiki ośrodka, w którym następuje przepływ energii. To z kolei wymusza niejako opis i wizualizację pola akustycznego za pomocą wielkości wektorowych: wektora prędkości akustycznej oraz wektora natężenia dźwięku.

Niniejsza praca, będąca efektem badań autora, których wyniki opublikowano również w postaci artykułów w czasopismach naukowych o światowym zasięgu (lista filadelfijska) oraz materiałach z międzynarodowych kongresów i konferencji naukowych, jest próbą syntezy zagadnień teoretycznych stymulujących współczesny rozwój metrologii akustycznej w zakresie pomiarów wielkości wektorowych, rozwiązań metodologicznych i technicznych związanych z inwazyjnymi i bezinwazyjnymi badaniami w akustyce wektorowej oraz przedstawieniem wyników badań z wykorzystaniem opisywanych metod na potrzeby walidacji nowych modeli numerycznych oraz analizy źródeł hałasu w elektro-technicznych i innych obiektach technicznych.

Praca składa się z trzech zasadniczych części tematycznych. W pierwszej (rozdziały 1, 2 i 3) opisano podstawowe pojęcia akustyki wektorowej i przedmiot badań, jakim jest wizualizacja wektorowego pola akustycznego. Zwrócono szczególną uwagę na możliwość wirowania energii akustycznej w polu interferencyjnym i nieliniowym. Następnie zgodnie z najnowszymi trendami związanymi z modelowaniem zjawisk akustycznych i aeroakustycznych opisano współczesne metody modelowania hydrodynamicznego pola akustycznego, bazując na podstawowych prawach mechaniki płynów oraz idei analogii Lighthilla i teorii dźwięku wirowego Powella. Dzięki przedstawieniu stosowanych obecnie numerycznych metod rozwiązywania zagadnień z zakresu CFD i CAA wskazano na konieczność rozwoju metod pomiarowych umożliwiających walidację tworzonych schematów numerycznych z określoną dokładnością metrologiczną. Część pierwszą zakończono przedstawieniem zagadnień cyfrowego przetwarzania sygnałów w metrologii wektorowego pola akustycznego. Zwrócono tu szczególną uwagę na konieczność stosowania metod dekompozycji sygnałów w celu przejrzystego prezentowania zjawisk akustycznych w formie graficznej. Zaprezentowano możliwości specjalistycznego oprogramowania *SIWin*. Oprócz dekompozycji pasmowo-częstotliwościowej stosowanej do wizualizacji pól akustycznych 2D i 3D zaprezentowano nowe trendy dekompozycji na przykładzie *proper orthogonal decomposition* (POD). Na podstawie eksperymentu numerycznego określono związek fourierowskiej analizy widmowej z dekompozycją POD. Dzięki przedstawionemu ekspery-

mentowi bardziej zrozumiałe wydaje się być zastosowanie POD do wizualizacji przepływów rzeczywistych oraz ich interpretacja.

W drugiej części pracy (rozdział 4, 5 i 6) skupiono się na dwóch metodach stosowanych współcześnie w obrazowaniu wektorowego pola akustycznego: inwazyjnej metodzie SI wykorzystującej sondę natężeniową p-u oraz bezinwazyjnej metodzie cyfrowej anemometrii obrazowej PIV wykorzystującej technikę laserową. Jako uzupełnienie tych metod zaprezentowano również własną koncepcję, realizację i możliwości zastosowań jednomikrofonowej metody pomiaru natężenia dźwięku z wykorzystaniem zautomatyzowanego systemu pozycjonowania i synchronizacji akwizycji danych z sygnałem wymuszającym.

Dla metody SI zaprezentowano stworzony sprzętowo-programowy system pomiarowy wykorzystujący technologię instrumentów wirtualnych i automatyczne pozycjonowanie za pomocą robota kartezjańskiego. Przedstawiono również aspekty metrologicznej dokładności wyznaczania kierunku przepływów akustycznych jako funkcji kąta padania energii akustycznej i nieidealnej kalibracji poszczególnych czujników składowych sond natężeniowych 2D i 3D. Dzięki opracowanemu systemowi zrealizowano szereg badań pola akustycznego wokół obiektów rzeczywistych. Efekty wizualizacyjne tych badań zebrano w trzeciej części monografii (rozdział 7). Kolejnym systemem pomiarowym zaprezentowanym w części drugiej pracy jest bezinwazyjna laserowa technika obrazowania prędkości akustycznej PIV. Analizując stan literatury, można stwierdzić, że problematyka związana z jej stosowaniem do analizy przepływów akustycznych jest ciągle w stanie rozwoju. A ze względu na koszty aparaturowe jej powszechność stosowania w laboratoriach akustycznych jest jeszcze dość mała (szczególnie w kraju). Dlatego autor, mając dostęp do unikalnego systemu pomiarowego typu *phase-locked PIV*, chciał przybliżyć w niniejszej pracy ogólną zasadę działania oraz pokazać na bazie studiów literaturowych i przeprowadzonych samodzielnie badań jej możliwości w zakresie obrazowania prędkości akustycznej. Zaprezentowano wyniki wizualizacji czystego pola prędkości akustycznej generowanego przez głośnik dynamiczny z falowodem oraz pola hydrodynamicznego w rejonie źródła aeroakustycznego w przypadku aerofonu (piszczałki organowej). W tym miejscu przedstawiono również aspekty związane z dokładnością i dynamiką pomiarów PIV oraz wykorzystanie dekompozycji POD. Przeanalizowano również problem uśredniania czasowego w wyznaczaniu prędkości akustycznej na podstawie pomiaru przesunięcia cząstek posiewu i metodę korekcji tego zjawiska.

W rozdziale 7 autor zaprezentował wyniki obrazowania wektorowego pola akustycznego m.in. z wykorzystaniem zautomatyzowanego systemu SI. Ze względu na zainteresowania autora badania skupiały się głównie na obiektach

elektrotechnicznych. W przypadku obrazowania pola akustycznego wytwarzanego przez zestaw głośnikowy wskazano na powiązania między nieidealnie płaską częstotliwościową charakterystyką skuteczności w polu dalekim a zjawiskami wirowymi powstającymi w polu bliskim. W przypadku obrazowania silnika skupiono się na wizualizacji lokalnych źródeł hałasu i pokazano, jak dzięki dekompozycji przestrzennej i częstotliwościowej można wskazać źródła hałasu w powiązaniu z różnymi mechanizmami jego powstawania. W przypadku analizy akustycznej transformatora dużej mocy wskazano na możliwość lokalizacji źródeł hałasu, co może być pomocne w optymalizacji konstrukcji transformatora ze względu na jego właściwości wibroakustyczne oraz w optymalnym rozmieszczaniu czujników pomiarowych do celów diagnostyki eksploatacyjnej urządzeń tego typu. Część ta zawiera również przykład przemysłowego wykorzystania opracowanego systemu pomiarowego w analizie dróg rozchodzenia się hałasu na statkach. Pomiarы zrealizowane zostały we współpracy z Uniwersytetem Technicznym w Delft w Holandii i dowodzą użyteczności metody w zakresie ochrony przeciwhałasowej.

Za najważniejsze, oryginalne dokonania autor uważa:

1. Opracowanie metod wizualizacji ewolucji przepływów masowych i akustycznych z wykorzystaniem techniki pomiaru natężenia dźwięku do obrazowania pól akustycznych wokół obiektów elektrotechnicznych: m.in. zestawu głośnikowego i powiązanie zaburzeń w przebiegu częstotliwościowej charakterystyki skuteczności zestawu z lokalnymi zaburzeniami pola natężeniowego w rejonie głośników składowych; silnika synchronicznego oraz transformatora energetycznego w celu wyznaczenia lokalnych źródeł zaburzeń pola i źródeł hałasu; wykorzystanie systemu do analizy dróg rozchodzenia się hałasu w siłowni okrętowej; prezentacja wektorowego pola akustycznego wokół instrumentu muzycznego – piszczałki organowej.
2. Adaptację laserowego systemu PIV do pomiarów fal akustycznych; wykorzystanie systemu phase-locked PIV o częstotliwości pracy 7 Hz do obserwacji zjawisk akustycznych dzięki synchronizacji z sygnałem wymuszającym oraz sygnałem bezpośrednio generowanym przez badany proces.
3. Wykorzystanie w procesie pomiaru natężenia dźwięku zdobyczy techniki komputerowej i stworzenie w pełni zautomatyzowanego systemu pomiarowego pracującego w środowisku LabView realizującego zarówno algorytmy przetwarzania sygnału konieczne do wyznaczania widma natężenia dźwięku, jak i kontrolę procesu akwizycji danych wraz z wizualizacją wyników pośrednich oraz zdalnym sterowaniem systemu pozycjonowania sondy.

Ponieważ problematyka pomiarów i obrazowania wektorowych pól akustycznych jest bardzo bogata i daleka od wyczerpania możliwości badawczych, szczególnie istotny wydaje się fakt, że rozważane metody mają duży potencjał poznawczy i są niedowartościowane w zakresie metrologii akustycznej. Dzięki opracowaniu ekonomicznych metod pomiarowych akustycznego pola wektorowego istnieje duże prawdopodobieństwo znalezienia nowych zastosowań w wielu dziedzinach techniki. Przedstawione w monografii metody mają przede wszystkim umożliwić odkrywanie nowych mechanizmów generacji, rozchodzenia się i rozpraszania energii akustycznej. Jest to bardzo istotne w kontekście walki z hałasem w środowisku. Większa świadomość powyższych mechanizmów powinna mieć również wpływ na projektowanie nowych urządzeń technicznych charakteryzujących się niższym poziomem niepożądanej emisji akustycznej. Dalsze badania autora w tej dziedzinie metrologii i przetwarzania sygnałów w obrazowaniu wektorowego pola akustycznego będą dotyczyły problemów teoretycznych i praktycznych z zakresu:

1. Opracowania hybrydowych doświadczalno-numerycznych metod nieinwazyjnego wyznaczania natężenia dźwięku na podstawie pomiarów rzeczywistych z wykorzystaniem anemometrycznych metod laserowych do akustycznych badań podstawowych związanych z analizą rozkładu hydrodynamicznego pola bliskiego i warstwy przyściennej.
2. Walidacji badań modelowych z rzeczywistymi parametrami wyników badań eksperymentalnych prowadzonych w warunkach rzeczywistych.
3. Poszukiwania związków między zaburzeniami w wektorowym polu akustycznym a parametrami wibroakustycznymi urządzeń technicznych.

BIBLIOGRAFIA

- [1] PN-EN 61260-1:2015-01. Elektroakustyka – filtry pasmowe o szerokości oktawy i części oktawy – część 1: Wymagania, 2015.
- [2] Evaluation of measurement data — guide to the expression of uncertainty in measurement, JCGM 2008.
- [3] ADRIAN, R. J. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs. particle image velocimetry. *Applied Optics* 23 (1984), 1690–1691.
- [4] ADRIAN, R. J. Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8, 12 (1997), 1393.
- [5] ADRIAN, R. J. Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 39, 2 (2005), 159–169.
- [6] ADRIAN, R. J., WESTERWHEEL, J. *Particle image velocimetry*, vol. 30. Cambridge University Press, 2010.
- [7] ASTARITA, T. Analysis of velocity interpolation schemes for image deformation methods in piv. *Experiments in Fluids* 45, 2 (2008), 257–266.
- [8] BARKER, D. B., FOURNEY, M. E. Measuring fluid velocities with speckle patterns. *Optics Letters* 1 (1977), 135–137.
- [9] BERKOOZ, G., HOLMES, P., LUMLEY, J. L. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 25 (1993), 539–575.
- [10] BOILLOT, A., PRASAD, A. K. Optimization procedure for pulse separation in cross-correlation piv. *Experiments in Fluids* 21 (1996), 87–93.
- [11] BORYS, B. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag, Berlin, 2002.
- [12] BRUNEAU, M. *Fundamentals of Acoustics*. ISTE Publishing Company, City, 2008.
- [13] CAMPBELL, M., COSGROVE, J. A., GREATER, C. A., JACK, S., ROCKLIFF, D. Review of lida and piv applied to the measurement of sound and acoustic streaming. *Optics & laser technology* 32, 7 (2000), 629–639.
- [14] CHARONKO, J. J., VLACHOS, P. P. Estimation of uncertainty bounds for individual particle image velocimetry measurements from cross correlation peak-ratio. *Meas. Sci. Technol.* 24(6) (2013).
- [15] CHATTERJEE, A. An introduction to the proper orthogonal decomposition. *Current Science* 78 (2000), 808–817.
- [16] CHUNG, J. Y. Cross-spectral method of measuring acoustic intensity without error caused by instrument phase mismatch. *J. Acoust. Soc. Am.* 64 (1978), 1613–1616.
- [17] CLAPP, C. F., FIRESTONE, F. A. The acoustic wattmeter - an instrument for measuring sound energy flow. *J. Acoust. Soc. Am.* 13 (1941), 124–136.
- [18] CRIGHTON, C. *Modern Methods in Analytical Acoustics*. Springer, Berlin, 1992.
- [19] CUADRA, P. *The sound of oscillating air jets: physics, modelling and simulation in flute-like instruments*. PhD thesis, Stanford University, 2005.
- [20] CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. R. Soc. Lond. A* 231 (1955), 505–514.
- [21] DE BREE, H.-E. *The microflow e-book*. Microflow, 2011.
- [22] DEBESSE, P., BALTEAN-CARLÈS, D., LUSSEYRAN, F., FRANÇOIS, M.-X. Experimental

- analysis of nonlinear phenomena in a thermoacoustic system. In *AIP Conference Proceedings* 1022 (2008).
- [23] DEGROOT, A., MACDONALD, R., RICHOUX, O., GAZENGEL, B., CAMPBELL, M. Suitability of laser doppler velocimetry for the calibration procedure of pressure microphones. *Applied Acoustics* 69 (2007), 1308–1317.
 - [24] DICKENS, P. A. *Flute acoustics: measurement, modelling and design*. PhD thesis, School of Physics University of New South Wales, 2007.
 - [25] DOBRUCKI, A. *Przetworniki elektroakustyczne*. WNT, 2007.
 - [26] DOWLING, A. P., WILLIAMS, J. E. F., GOLDSTEIN, M. E. Sound propagation in a moving stream. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, A 288 (1978), 321–349.
 - [27] DROBNIAK, S. *Struktury koherentne swobodnej strugi osiowo-symetrycznej*. Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej, 1986.
 - [28] DUDDERAR, T. D., SIMPKINS, P. G. Laser speckle photography in a fluid medium. *Nature* 270 (1977), 45–47.
 - [29] FABRE, B., GILBERT, J., HIRSCHBERG, A., PELORSON, X. Aeroacoustics of musical instruments. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 44 (2012), 1–25.
 - [30] FAHY, F. J. *Sound Intensity*. Spon, London, 1995.
 - [31] FAHY, F. J. Measurement of acoustic intensity using the cross-spectral density of two microphone signals. *J. Acoust. Soc. Am.* 62 (1977), 1057–1059.
 - [32] FLOWCS-WILLIAMS, J. E., HAWKINGS, D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Proc. Roy. Soc. London* (1969).
 - [33] FISCHER, A., SAUVAGE, E., INGO, R. Acoustic piv: Measurement of the acoustic particle velocity using synchronized piv-technique. In *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2008).
 - [34] FLETCHER, N., ROSSING, T. *The Physics of Musical Instruments*. Springer- Verlag New York, Inc., 1998.
 - [35] FLETCHER, N. H. Jet-drive mechanism in organ pipes. *J. Acoust. Soc. Am.* 60(2) (1976), 481–3.
 - [36] GADE, S. Sound intensity (part 1 theory). *Brüel & Kjær Technical Review* 3 (1982), 3–39.
 - [37] GADE, S. Sound intensity (part 2 instrumentation and applications). *Brüel & Kjær Technical Review* 4 (1982), 3–32.
 - [38] GAUTIER, F., DAUCHEZ, N. Acoustic intensity measurement of the sound field radiated by a concert harp. *Applied Acoustics* 65 (2004), 1221–1231.
 - [39] GOLDSTEIN, M. *Aeroacoustics*. McGraw–Hill, 1976.
 - [40] GOLDSTEIN, M. A generalized acoustic analogy. *Journal of Fluid Mechanics* 488 (2003), 315–333.
 - [41] GOLDSTEIN, M. Relation between the generalized acoustic analogy and lilley’s contributions to aeroacoustics. *International Journal of aeroacoustics* 9 (2010), 401–418.
 - [42] GREENBAUM, A. *Iterative Methods for Solving Linear Systems*. SIAM, 1997.
 - [43] GROUSSON, R., MALLICK, S. Study of flow pattern in a fluid by scattered laser light. *Applied Optics* 16 (1977), 2334–2336.
 - [44] HAIGERMOSSE, C. Application of an acoustic analogy to piv data from rectangular cavity flows. *Experiments in Fluids* 47 (2009), 145–157.
 - [45] HANN, D., GREATER, C. The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8 (1997), 1517–1522.
 - [46] HANN, D., GREATER, C. Particle image velocimetry for the measurement of mean and acoustic particle velocities. *Measurement Science and Technology* 8 (1997), 656–660.
 - [47] HOWE, M. S. Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *J. Fluid Mech.* 71 (1975), 625–73.
 - [48] HUANG, H., DABIRI, D., GHARIB, M. On errors of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8, 12 (1997), 1427.
 - [49] HUMPHREYS, W. M., BARTRAM, S. M., PARROT, T. L., JONES, M. G. Digital piv measure-

- ments of acoustic particle displacements in a normal incidence impedance tube. In *20th AIAA Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference* (1998).
- [50] HUSSAIN, A. K. Coherent structures and studies of perturbed and unperturbed jets. In *Int. Conf. on the Role of Coherent Structures in Turbulence Modelling* (1980).
 - [51] JACOBSEN, F. Sound intensity and its measurement. In *Fifth international congress on sound and vibration* (1997).
 - [52] JACOBSEN, F. *Sound intensity and its measurement and applications*. Technical University of Denmark, 2005.
 - [53] KATZ, J. C. J. Elimination of peak-locking error in piv analysis using the correlation mapping method. *Measurement Science and Technology* 16, 8 (2005).
 - [54] KEANE, R. D., ADRIAN, R. J. Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Applied Scientific Research* 49, 3 (1992), 191–215.
 - [55] KERSCHEN, G., GOLINVAL, J.-C., VAKAKIS, A., BERGMAN, L. A. The method of proper orthogonal decomposition for dynamical characterization and order reduction of mechanical systems: An overview. *Nonlinear Dynamics* 41, 1 (2005), 147–169.
 - [56] KOVASZNAY, L. S. G., KOMODA, H., VASUDEVA, B. R. Detailed flow field in transition. In *Proc. Of the 1962 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.*, Stanford University Press.
 - [57] LECORDIER, B., DEMARE, D., VERVISCH, L. M. J., RÉVEILLON, J., TRINITÉ, M. Estimation of the accuracy of piv treatments for turbulent flow studies by direct numerical simulation of multi-phase flow. *Measurement Science and Technology* 12, 9 (2001), 1382.
 - [58] LIGHTHILL, M. On sound generated aerodynamically: I. general theory. *Proc. R. Soc. Lond. A211* (1952), 564–587.
 - [59] LIGHTHILL, M. On sound generated aerodynamically: Ii. turbulence as a source of sound. *Proc. R. Soc. Lond. A222* (1954), 1–32.
 - [60] LILLEY, G. The radiated noise from isotropic turbulence with applications to the theory of jet noise. *J. Sound and Vib.* 190,no.3 (1996), 463–476.
 - [61] LILLEY, G. M. On the noise from jets. *Noise Mechanism AGARD-CP-131* (1974).
 - [62] LOEVE, M. *Probability theory*. D. Van Nostrand, New York, 1955.
 - [63] LOURENCO, L., KROTHAPALLI, A. On the accuracy of velocity and vorticity measurements with piv. *Experiments in Fluids* 18, 6 (1995), 421–428.
 - [64] LUCHTENBURG, D. M., NOACK, B. R., SCHLEGEL, M. An introduction to the pod galerkin method for fluid flows with analytical examples and matlab source codes. Tech. rep., Berlin Institute of Technology Department for Fluid Dynamics and Engineering Acoustics Chair in Reduced-Order Modelling for Flow Control, 2009.
 - [65] LYNCH, K., SCARANO, F. Aflow-order time-accurate interrogation method for time-resolved piv. *Measurement Science and Technology* 24 (2013).
 - [66] MACDONALD, R., SKULINA, D., CAMPBELL, M., VALIERE, J.-C., MARX, D., BAILLIET, H. Piv and pod applied to high amplitude acoustical flow at a tube termination. *10eme Congres Francais d'Acoustique* (2010).
 - [67] MAO, X., JAWORSKI, A. Application of particle image velocimetry measurement techniques to study turbulence characteristics of oscillatory flows around parallel-plate structures in thermoacoustic devices. *Measurement Science and Technology* 21 (3) (2010).
 - [68] MECHEL, F. P., Ed. *Formulas of Acoustics (Springer Reference)*. Springer, 2008.
 - [69] MEI, R. Velocity fidelity of flow tracer particles. *Experiments in Fluids* 22, 1 (1996), 1–13.
 - [70] MELLING, A. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8, 12 (1997), 1406.
 - [71] MEYNART, R. Instantaneous velocity field measurement in unsteady gas flow by speckle velocimetry. *Applied Optics* 22 (1983), 535–540.
 - [72] MEYNART, R. Speckle velocimetry study of vortex pairing in a low-re unexcited jet. *Physics of Fluids* 26 (1983), 2074–2079.
 - [73] MICKIEWICZ, W. Reconstruction of acoustic velocity field excited by complex tones by means

- of particle image velocimetry. In *Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR), 2014 19th International Conference On* (Sept 2014), pp. 311–315.
- [74] MICKIEWICZ, W. Systematic error of acoustic particle image velocimetry and its correction. *Metrology and Measurement Systems* 21, 3 (2014), 447–460.
- [75] MICKIEWICZ, W. Particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition applied to aerodynamic sound source region visualization in organ flue pipe. *Archives of Acoustics* 40, 4 (2015), 475–484.
- [76] MICKIEWICZ, W. Power-frequency resolution of proper orthogonal decomposition in acoustic velocity field measurement and visualization. In *Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR), 2015 20th International Conference on* (2015).
- [77] MICKIEWICZ, W. Digital filter design for compensating the nonlinear behavior of sound intensity probe. In *Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR), 2016 21th International Conference on* (2016), pp. 186–190.
- [78] MICKIEWICZ, W., JABLONSKI, M., PYLA, M. Automatized system for 3d sound intensity field measurement. In *Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR), 2011 16th International Conference on* (2011).
- [79] MICKIEWICZ, W., JABLONSKI, M. J. Obrazowanie wartości skutecznej prędkości akustycznej na bazie pomiarów PIV. *PAK* (2012).
- [80] MICKIEWICZ, W., JABLONSKI, M. J. Zautomatyzowany system do przestrzennego obrazowania pola akustycznego. *PAK* (2012).
- [81] MICKIEWICZ, W., JABLONSKI, M. J., PYLA, M. Calculation of spatial sound intensity distribution based on synchronised measurement of acoustic pressure. In *Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR), 2013 18th International Conference on* (2013), pp. 696–700.
- [82] MICKIEWICZ, W., WEYNA, S., JABLONSKI, M. J., PYLA, M. Acoustic flow field research with sound intensity and laser anemometry methods. In *Proceedings of XX Fluid Mechanics Conference KKMP2012, Gliwice* (2012).
- [83] MICKIEWICZ, W., WEYNA, S., JABLONSKI, M. J., PYLA, M. Acoustic particle image velocimetry and sound intensity technique in visualisation of sound fields. In *Proceedings of XX Fluid Mechanics Conference KKMP2012, Gliwice* (2012).
- [84] MICKIEWICZ, W., WEYNA, S., JABLONSKI, M. J., PYLA, M. Acoustic velocity with mean flow measurements in the air by means of laser doppler velocimetry. In *Proceedings of XX Fluid Mechanics Conference KKMP2012, Gliwice* (2012).
- [85] MOREAU, S., BAILLIET, H., VALIERE, J.-C., BOUCHERON, R., POIGNAND, G. Development of laser techniques for acoustic boundary layer measurements. part ii: Comparison of ldv and piv measurements to analytical calculations. *Acta Acoustica united with Acoustica* 95 (2009), 805–813.
- [86] MORGAN, J. S., SLATER, D. C., TIMOTHY, J. G., JENKINS, E. B. Centroid position measurements and subpixel sensitivity variations with the mama detector. *Appl. Opt.* 28, 6 (1989), 1178–1192.
- [87] MORKOVIN, M. Instability, transition to turbulence and predictability. *IIT Report* (1978).
- [88] MORSE, P. M. C., INGARD, K. U. *Theoretical acoustics*. Princeton University Press, 1986.
- [89] MÖLLER, D., DEGEN, N., DUAL, J. Schlieren visualization of ultrasonic standing waves in mm-sized chambers for ultrasonic particle manipulation. *Journal of Nanobiotechnology* (2013), 11–21.
- [90] NABAVI, M., SIDDIQUI, M. H. K., DARGAHI, J. Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities using synchronized piv technique. *Measurement Science and Technology* 18 (2007), 1811–1817.
- [91] NOACK, B. R., SCHLEGEL, M., AHLBORN, B., MUTSCHKE, G., MORZYNSKI, M., P. COMTE, AND G. TADMOR, G. A finite-time thermodynamics formalism for unsteady flows. *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 33 (2008), 103–148.

- [92] OLSON, H. F. System responsive to the energy flow of sound waves, 1932.
- [93] OPPENHEIM, A. V., SCHAFER, R. W. *Discrete-Time Signal Processing*. Pearson, 2009.
- [94] OZIMEK, E. *Podstawy teoretyczne analizy widmowej sygnałów*. PWN, 1985.
- [95] OZIMEK, E. *Dźwięk i jego percepcja. Aspekty fizyczne i psychoakustyczne*. PWN, 2002.
- [96] OZYORUK, Y. LONG, L. N. A navier-stokes/kirchhoff method for noise radiation from ducted fans.
- [97] PICKERING, C. J. D., HALLIWELL, N. Lsp and piv: photographic film noise. *Applied Optics* 23 (1984), 2961–2969.
- [98] POWELL, A. Theory of vortex sound. *J. Acoust. Soc. Am.* 36 (1964), 177–195.
- [99] POWELL, A. Why do vortices generate sound? *ASME Journal of Vibration and Acoustics* 117 (1995), 252–260.
- [100] PRASAD, A. K. Particle image velocimetry. *CURRENT SCIENCE-BANGALORE*- 79, 1 (2000), 51–60.
- [101] PRASAD, A. K., ADRIAN, R. J., LANDRETH, C. C., OFFUTT, P. W. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids* 13, 2-3 (1992), 105–116.
- [102] PYŁA, M., WEYNA, S., MICKIEWICZ, W., JABŁOŃSKI, M. J. Numerical and experimental visualization of acoustic flow over flat obstacles. In *Proceedings of XX Fluid Mechanics Conference KKMP2012, Gliwice* (2012).
- [103] RABINER, L., GOLD, B. *Theory and Application of Digital Signal Processing*. Prentice Hall, 1975.
- [104] RAFFEL, M., WILLERT, C. E., KOMPENHANS, J. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide; with 24 Tables*. Springer, 1998.
- [105] RAFFEL, M., WILLERT, C. E., WERELEY, S. T., KOMPENHANS, J. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide (Experimental Fluid Mechanics)*. Springer, 2007.
- [106] RAYLEIGH, L. *The Theory of Sound*. Macmillan, London, 1894.
- [107] RICHARD H, R. M. Principle and applications of the background oriented schlieren (bos) method. *Measurement science and Technology* 12, 9 (2001).
- [108] ROCKLIFF, D. *Application of Particle Image Velocimetry to the Measurement of Non-Linear Effect generated by High-Intensity Acoustic Fields*. PhD thesis, University of Edinburgh, 2002.
- [109] ROESGEN, T. Optimal subpixel interpolation in particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 35, 3 (2003), 252–256.
- [110] RUBIO, G. *Numerical methodologies for the determination of noise sources in subsonic flows*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 2007.
- [111] SAKAMOTO, S. Fdtd calculation of linear acoustic phenomena and its application to architectural acoustics and environmental noise prediction. In *Acoustical Imaging*, I. Akiyama, Ed., vol. 29 of *Acoustical Imaging*. Springer Netherlands, 2009, pp. 459–466.
- [112] SCARANO, F. Iterative image deformation methods in piv. *Measurement Science and Technology* 13, 1 (2002).
- [113] SCHMID, P. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics* 656 (2010), 5–28.
- [114] SCHMID, P., MEYER, K., PUST, O. Dynamic mode decomposition and proper orthogonal decomposition of flow in a lid-driven cylindrical cavity. In *8th International Symposium on particle image velocimetry PIV09* (2009).
- [115] SCHULTZ, T. Acoustic wattmeter. *J. Acoust. Soc. Am.* 28 (1956), 693–699.
- [116] SCACCHITANO, A., NEAL, D., SMITH, B., WARNER, S., VLACHOS, P., WIENEKE, B., SCARANO, F. Collaborative framework for piv uncertainty quantification: comparative assessment of methods. *Measurement Science and Technology* 26, 7 (2015), 074004.
- [117] SCACCHITANO, A., WIENEKE, B., SCARANO, F. Piv uncertainty quantification by image matching. *Measurement Science and Technology* 24, 4 (2013), 045302.
- [118] SEN, S. N. *Acoustics: Waves and Oscillations*. John Wiley & Sons, 1991.

- [119] SETTLES, G. S. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Springer, 2001.
- [120] SIEGEL, D. A., PLUEDDEMANN, A. J. The motion of a solid sphere in an oscillating flow: an evaluation of remotely sensed doppler velocity estimates in the sea. *J. Atmos. Ocean. Technol.* 8 (1991), 296–304.
- [121] SIROVICH, L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. part 1: Coherent structures. *Quarterly of App. Math.* 45 (1987), 561–571.
- [122] SKULINA, D., MACDONALD, R., CAMPBELL, D. M. Piv applied do the measurement of the acoustic particle velocity at the side hole of a duct. In *Forum Acousticum* (2005).
- [123] SKULINA, D. J. *A Study of Non-linear Acoustic Flow at the Open End of a Tube using Particle Image Velocimetry*. PhD thesis, University of Edinburgh, 2005.
- [124] SNYDER, W. H., LUMLEY, J. L. Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* 48 (1) (1971), 41–71.
- [125] SWIFT, G. W. *Thermoacoustics: a Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators*. Acoustical Society of America, New York, 2002.
- [126] TAM, C. K. Computational aeroacoustics: An overview of computational challenges and applications. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 18 (2004), 547–567.
- [127] TENNEKES, H., LUMLEY, J. L. *A first course in turbulence*. The MIT Press, 1973.
- [128] TIMMINS, B. H., WILSON, B. W., SMITH, B. L., VLACHOS, P. P. A method for automatic estimation of instantaneous local uncertainty in particle image velocimetry measurements. *Exp Fluids* 53 (2012), 1133–1147.
- [129] TROPEA, C. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer, Berlin, 2007.
- [130] UDA, T., NISHIKAWA, A., SOMEYA, S., IIDA, A. Prediction of aeroacoustic sound using the flow field obtained by time-resolved particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 22, 7 (2011), 075402.
- [131] VALIÈRE, J. *Acoustic Particle Velocity Measurements Using Lasers: Principles, Signal Processing and Applications*. John Wiley & Sons, Ltd, 2014.
- [132] VALIÈRE, J., VALEAU, V., HERZOG, P., TOURNOIS, G. Acoustic velocity measurements in the air by means of laser doppler velocimetry : dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements. *J. Sound. Vib.* 229(3) (2000), 607–626.
- [133] VASEGHI, S. V. *Advanced Digital Signal Processing and Noise Reduction*. John Wiley & Sons, 2006.
- [134] WESTERWEEL, J. Digital particle image velocimetry. *Delft University* (1993), 17–18.
- [135] WESTERWEEL, J. Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8, 12 (1997), 1379.
- [136] WESTERWEEL, J. Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 29, 1 (2000), 003–012.
- [137] WEYNA, S. *Rozpływ energii akustycznej źródeł rzeczywistych*. WNT, 2005.
- [138] WEYNA, S., MICKIEWICZ, W. Experimental acoustic flow analysis inside a section of an acoustic waveguide. *Archives of Acoustics* 38 (2013), 211–216.
- [139] WEYNA, S., MICKIEWICZ, W. Multi-modal acoustic flow decomposition examined in a hard walled cylindrical duct. *Archives of Acoustics* 38 (2014), 211–216.
- [140] WEYNA, S., MICKIEWICZ, W. Phase-locked particle image velocimetry visualization of the sound field at the outlet of a circular tube. *Acta Physica Polonica A* 125 (2014), 108–112.
- [141] WIENEKE, B. Generic a-posteriori uncertainty quantification for piv vector fields by correlation statistics. In *17th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 07 – 10, 2014* (2014).
- [142] WILLERT, C. E., GHARIB, M. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 10, 4 (1991), 181–193.
- [143] WILLIAMS, J. F., HAWKINGS, D. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society* 264 (1969), 321–342.
- [144] YOSHIKAWA, S., TASHIRO, H., SAKAMOTO, Y. Experimental examination of vortex-sound

- generation in an organ pipe: A proposal of jet vortex-layer formation model. *Journal of Sound and Vibration* 331,11 (2012), 2558–2577.
- [145] ZHANG, Z. *Lda Application Methods: Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics*. Springer, Berlin, 2010.
- [146] ZIELIŃSKI, T. P. *Cyfrowe przetwarzanie sygnałów: od teorii do zastosowań*. Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Wyd. 2 popr., 2007.

Summary

The subject of the monograph are methods of vector acoustic field imaging with the use of modern measurement and signal processing techniques. Its aim is to develop new research tools on the basis of existing intensity techniques, adaptation to the specificity of acoustic field laser anemometric techniques and to create a rich database of measurements of real objects for the validation of theoretical models and numerical simulation methods. The conducted research is to contribute, among others, to the reduction of the noise level generated by technical devices with particular emphasis on machines and electrotechnical objects, increase the effectiveness of noise protection measures and improve the quality of equipment for sound reproduction.

This monograph in addition to the introduction and Summaries and conclusions (last chapter) include seven basic chapters. Chapter 1 presents the basic concepts of scalar and vector acoustics. It is presented in the basic definitions of the measurands, which are then visualized. The basic values: pressure and acoustic velocity as well as energetic values: acoustic power and sound intensity are discussed. The basics of frequency analysis of these signals and the basics of vector approach to acoustic field were introduced.

Chapter 2 describes the methods of acoustic field modelling. Basic equations of fluid mechanics and acoustics are discussed and numerical methods leading to useful solutions are classified due to the modern approach to modelling the mechanisms of acoustic field generation. The necessity of coexistence of computer simulation methods and measurement methods of real objects has been pointed out.

Chapter 3 presents the signal processing methods used in acoustic metrology. In addition to classical methods such as frequency analysis and band-limited filtration, the methods of decomposition used especially in the analysis of data from the particle image velocimetry (PIV) system are presented. The relation between decomposition based on energy-correlation analysis and classical Fourier analysis is presented here.

The main part of the monograph are chapters 4, 5, 6 and 7. Chapter 4 presents the construction of an automated multipoint data collection system implemented in the LabView environment. The presented approach enables the measurement analysis of real models. Thanks to automation, the total measurement time is maintained in a reasonable framework - a few hours with the number of measurement points of several thousand. Thanks to the application of the system, a database has been created that constitutes an objective material for the validation of numerical models. The results of visualization resulting from the use of, among others, this system is presented in Chapter 7.

Chapter 5 presents general information on the PIV technique already widely used in fluid mechanics. Next, the construction of a measurement stand for recording the distribution of acoustic velocity in real models, using a synchronous method of image acquisition, and visualizations of the vector field for real

objects are presented. It is a visualization of the movement of particles at the outlet of an acoustic waveguide and a disturbed flow field generating acoustic waves in an organ pipe. On the presented examples technical details and specificity of the measurement technique for acoustic fields were described and a model of systematic errors for this method was presented.

Chapter 6 presents a method developed by the author of measuring the distribution of sound intensity using a single microphone mechatronic probe p-p. The idea of sequential measurement of sound intensity based on gradient measurement of acoustic pressure was presented. The limitations of the method applicability as well as its advantages and disadvantages in relation to the existing methods are shown.

At the end of the monograph, a summary and final conclusions resulting from the presented research are presented. The main achievements of the author, which were described in the monograph, include the development of methods of visualization of the evolution of mass and acoustic flows in real objects with the use of sound intensity measurement techniques, adaptation of the PIV laser system for acoustic wave measurements in phase-locked PIV mode and creating a fully automated measurement system based on LabView environment, which realizes the required algorithms of signal processing and control of the process of acquisition of sound intensity data.

Examples of research results presented in this monograph are presented in numerous articles published in scientific journals of international range and in materials of international congresses and conferences related to acoustics, fluid mechanics, metrology and signal processing.