

Biblioteka Główna i OINT
Politechniki Wrocławskiej



100100041875

Właściwości i zastosowanie przetworników ultradźwiękowych do pracy w ośrodkach gazowych

**Tadeusz
Gudra**



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej



TADEUSZ GUDRA

WŁAŚCIWOŚCI I ZASTOSOWANIE
PRZETWORNIKÓW
ULTRADŹWIĘKOWYCH
DO PRACY
W OŚRODKACH GAZOWYCH



OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ
WROCLAW 2005

130323

Recenzenci

Andrzej DOBRUCKI

Tadeusz PUSTELNY

Opracowanie redakcyjne i korekta

Maria IZBICKA

Projekt okładki

Janusz Marcin SZAFRAN

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2005

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław



ISBN 83-7085-890-2

324134L/1

Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 629/2005.

515

2006/0043/D

PODZIĘKOWANIA

Zagadnienia prezentowane w niniejszej monografii dotyczą wyników mojej wieloletniej aktywności naukowej w jednym z wielu obszarów działalności badawczej w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej. Pragnę złożyć podziękowania wszystkim współpracownikom, którzy brali udział w realizacji wielu opracowań technicznych aparatury i urządzeń ultradźwiękowych; niektóre z nich przedstawiono w rozdziale poświęconym przykładom zastosowań opracowanych przetworników. Szczególne podziękowania pragnę złożyć dr. inż. Edmundowi Talarczykowi za zainteresowanie tematyką ultradźwięków już od pierwszego wykładu w czasie studiów i późniejsze włączenie do zespołu realizującego wiele przedsięwzięć naukowo-badawczych, dr. inż. Krzysztofowi Opielińskiemu i dr. inż. Mieczysławowi Plucie za twórczą współpracę i pomoc, zwłaszcza w zakresie oprogramowania komputerowego, mgr. inż. Jerzemu Golanowskiemu i mgr. inż. Juliuszowi Bednarkowi za merytoryczne dyskusje i czuwanie nad sprawnością aparatury i laboratoryjnych stanowisk badawczych.

Pragnę podziękować również prof. J.A. Gallego-Juarezowi z Instituto de Acustica Consejo Superior de Investigaciones Cientificas w Madrycie i prof. W. Grillowi z Physikalisches Institut, J.W. Goethe Universitat we Frankfurcie nad Menem za stworzenie warunków do odbycia owocnych staży naukowych i wspaniałą atmosferę w kierowanych przez nich ośrodkach badawczych.

Specjalne wyrazy wdzięczności składam recenzentom – prof. Andrzejowi Dobruckiemu i prof. Tadeuszowi Pustelnemu za wnikliwą ocenę i uwagi, które pomogły w osiągnięciu większej przejrzystości pracy.

Dziekanowi Wydziału Elektroniki prof. Danielowi Bemowi dziękuję za pokrycie kosztów wydania monografii.

Autor

1. WSTĘP

1.1. WPROWADZENIE

Spośród wielu cech wyróżniających fale ultradźwiękowe od fal dźwiękowych na szczególną uwagę zasługuje ich krótkofalowość i wynikające stąd własności promieniowania i propagacji tych fal, które nadają ultradźwiękom charakter promieni. Cechę tę wykorzystuje się w technice pomiarowej od dawna, niemal od pierwszych zastosowań ultradźwięków w różnych gałęziach nauki, techniki i medycyny.

Długości fal w zakresie ultradźwięków, w zależności od ośrodka, do którego promieniowana jest fala ultradźwiękowa, są bardzo zróżnicowane: od kilkudziesięciu centymetrów w metalach (np. w aluminium dla $f = 20$ kHz, $\lambda \approx 0,3$ m) do kilku mikrometrów w cieczach, tkankach biologicznych (np. w wodzie dla $f = 1$ GHz, $\lambda \approx 1,5$ μ m). Tak szeroki zakres długości fal stwarza duże możliwości zastosowań ultradźwięków, ale także wiąże się z wieloma problemami związanymi np. ze sposobem wytwarzania tych fal, czy z ogólnie rozumianym tłumieniem. Nasuwa się tu pewne porównanie fal ultradźwiękowych z falami elektromagnetycznymi rozchodzącymi się w powietrzu – zarówno zakres rozpiętości długości fal, jak i zakres zastosowań jest tu podobny. W podobny sposób można też wyprowadzić większość zjawisk opisujących pole ultradźwiękowe (kształt pola, zjawiska interferencyjne, zjawiska odbicia, załamania, ugięcia itp.). Nie oznacza to jednak, że możliwy jest pomiar tych samych wielkości fizycznych charakteryzujących ośrodki, w którym promieniowane są poszczególne rodzaje fal; porównywać można jednak zależności istniejące w obu dziedzinach.

Geometryczny, przestrzenny rozkład pola ultradźwiękowego źródła (czyli jego charakterystyka promieniowania) jest określony przez szereg parametrów, z których najważniejsze to wymiary i kształt źródła oraz częstotliwość, od której zależy długość fali. Kształtowanie charakterystyki kierunkowości przetworników ultradźwiękowych często stanowi istotny problem, zwłaszcza w odniesieniu do przetworników pracujących na małych częstotliwościach ultradźwiękowych (np. dla przetworników przeznaczonych do pracy w ośrodku gazowym) i może być czynnikiem decydującym o możliwości wykorzystania fal ultradźwiękowych do pomiaru określonych wielkości i parametrów akustycznych.

Przetwornik ultradźwiękowy jest zawsze pierwszym i często najważniejszym ogniwem w torze pomiarowym, ostatnim natomiast ogniwem jest sposób prezentacji wyni-

ków pomiaru. Jeśli mamy do czynienia z pojedynczym pomiarem za pomocą jednego „promienia” ultradźwiękowego – wynik pomiaru może być prezentowany na wiele różnych sposobów, najczęściej w postaci amplitudy odbieranego sygnału (tzw. prezentacja typu A – od ang. *Amplitude*) lub w postaci plamki o określonej jasności (tzw. prezentacja typu B – od ang. *Brightness*). Powszechnie znane i stosowane są również inne prezentacje, w których wykorzystuje się np. przesuw „promienia” na stałej głębokości (tzw. prezentacja typu C – od ang. *Constant Depth Technique* – stosowana głównie w skaningowej mikroskopii ultradźwiękowej) lub które służą do wizualizacji struktur ruchomych (tzw. prezentacja typu M – od ang. *Motion*, czasem nazywana prezentacją TM – od ang. *Time Motion* – stosowana głównie do badania serca).

Większość tych prezentacji może być wykorzystywana do wizualizacji struktur powierzchniowych lub struktur wewnętrznych oraz do wizualizacji przepływu ośrodków ciekłych i gazowych. W tej ostatniej grupie, zwłaszcza w odniesieniu do cieczy, największe znaczenie mają metody wykorzystujące zjawisko Dopplera, dzięki któremu możliwy jest pomiar wszystkich parametrów przepływu: prędkości chwilowej, prędkości średniej, profilu prędkości, kierunku przepływu, a także wydatku cieczy przepływającej przez przewód lub naczynia krwionośne.

Oddzielną grupę sposobów prezentacji stanowią metody pomiarowe, w których wykorzystywane są informacje zawarte w sygnale ultradźwiękowym przechodzącym przez badany ośrodek. Metody te, nazywane ultradźwiękowymi metodami transmisyjnymi, pozwalają na zobrazowanie struktury wewnętrznej na podstawie pomiaru czasu przejścia, pomiaru współczynnika tłumienia, pomiaru pochodnej współczynnika tłumienia po częstotliwości oraz pomiaru parametru nieliniowego B/A.

Warto zaznaczyć, że dzięki zastosowaniu nowoczesnych rozwiązań źródeł ultradźwiękowych i odpowiednich technik komputerowych możliwe staje się trójwymiarowe lub pseudotrójwymiarowe zobrazowanie niemal wszystkich mierzonych wielkości i struktur co zwiększa atrakcyjność ultradźwiękowych metod pomiarowych w wielu zastosowaniach.

1.2. CEL, ZAKRES I UKŁAD PRACY

Do analizy zagadnienia zobrazowań ultradźwiękowych konieczna jest znajomość możliwości generacji fal ultradźwiękowych do poszczególnych ośrodków, a także charakterystyka różnego rodzaju źródeł ultradźwiękowych. Na ogół dobrze znane są źródła fal ultradźwiękowych promieniujące energię ultradźwiękową do ciał stałych; dzięki rozwojowi hydrolokacji ultradźwiękowej i wysokiemu poziomowi badań ultrasonograficznych istnieje obszerna bibliografia dotycząca źródeł ultradźwiękowych promieniujących energię do cieczy i ośrodków biologicznych. W porównaniu do wymienionych ośrodków stosunkowo słabo reprezentowany jest w tym zakresie ośrodek gazowy. Wynika to głównie z problemów związanych z uzyskaniem wysokosprawnych źródeł ultra-

dźwiękowych pracujących w gazach (dominujący jest tu problem dopasowania dużej impedancji akustycznej przetwornika do małej impedancji akustycznej ośrodka gazowego) oraz z dużego tłumienia fal ultradźwiękowych w tym ośrodku.

Celem niniejszej monografii jest między innymi przedstawienie własnych wyników w zakresie analizy, właściwości i zastosowań przetworników ultradźwiękowych pracujących w ośrodkach gazowych. Dla zastosowań szczególne znaczenie mają wyniki uzyskane w zakresie zobrażenia odniesionego do ultradźwiękowego, mikroskopowego badania struktur powierzchniowych, możliwości budowy ultradźwiękowego tomografu do badania składu binarnych mieszanin gazowych i badania rozkładu temperatury w gazach, w zakresie metod rozpoznawania położenia, kształtu i rozmiarów obiektów metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej oraz do badań przepływu gazów. Duże znaczenie mają również urządzenia do pomiarów przemysłowych, które stanowią alternatywę dla niechętnie stosowanych urządzeń izotopowych. Ponieważ literatura dotycząca propagacji fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym jest w znacznym stopniu rozproszona – w pracy przedstawiono także niektóre problemy transmisji fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym.

Realizacja tego celu została przedstawiona w dziewięciu rozdziałach pracy, w których omówiono zagadnienia cząstkowe, dotyczące tematu monografii. Praca jest podsumowaniem teoretyczno-eksperymentalnych badań autora dotyczących transmisji fal ultradźwiękowych w gazach oraz analizy, właściwości i zastosowań przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w ośrodku gazowym.

W rozdziale 2 przedstawiono krótką charakterystykę ośrodka gazowego, fizyczne parametry tego ośrodka, równanie zasięgu łącza oraz komputerowy model łącza ultradźwiękowego, pozwalający na wyznaczanie wszystkich podstawowych parametrów akustycznych tego ośrodka w zakresie częstotliwości ultradźwiękowych w zależności od zmieniających się takich parametrów fizycznych jak temperatura, wilgotność i ciśnienie. Ponadto przedstawiono podstawowe zagadnienia związane z przemieszczaniem się ośrodka gazowego. Wkładem własnym autora w tym rozdziale jest analiza równania zasięgu łącza ultradźwiękowego w gazach oraz opracowanie algorytmu dla komputerowego modelu łącza aeroakustycznego. Ponadto przeprowadzona została analiza transmisji fal ultradźwiękowych w ruchomym ośrodku gazowym i porównanie wyników teoretycznych z pomiarami przeprowadzonymi na specjalnie zaprojektowanym do tego celu stanowisku badawczym. Otrzymane rezultaty pozwoliły na opracowanie modelu ultradźwiękowego miernika przepływu gazu.

W rozdziale 3 omówiono zagadnienie dopasowania dużej na ogół impedancji akustycznej źródeł ultradźwiękowych do bardzo małej impedancji akustycznej ośrodka gazowego. Przedstawiono między innymi zasady projektowania warstw dopasowujących do przetworników ultradźwiękowych wykonanych z ceramiki piezoelektrycznej. Wkładem własnym autora w tym rozdziale jest opracowanie warstwy dopasowującej dużą impedancję akustyczną przetwornika piezoceramicznego do małej impedancji akustycznej powietrza o nazwie ITAKOM, dzięki której możliwe było opracowanie szeregu przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w ośrodkach

gazowych w paśmie częstotliwości 20 kHz–2 MHz, w tym przetwornika z ogniskowaniem wiązki zastosowanego w nowym rodzaju mikroskopu ultradźwiękowego.

W kolejnych trzech rozdziałach omówiono przetworniki ultradźwiękowe małej, średniej i dużej mocy przeznaczone do pracy w ośrodku gazowym ze szczególnym zwróceniem uwagi na przetworniki opracowane w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej.

W rozdziale 4 przeanalizowano różne rodzaje przetworników ultradźwiękowych pracujących w paśmie częstotliwości 20–100 kHz. Przedstawiono między innymi analizę pracy przetwornika z kołową płytą promieniującą i sposoby kształtowania charakterystyki kierunkowości takiego przetwornika, przetwornika z płytką prostokątną drgającą w modzie pasemkowym oraz klejonego i skręcanego śrubami przetwornika typu sandwich. Wkładem własnym autora w tym rozdziale jest opracowanie przetworników ultradźwiękowych z płytą promieniującą pobudzaną do drgań na okręgach odpowiadających maksimum wychyleń powierzchni oraz prezentacja wpływu takiego pobudzenia płyty na możliwość uzyskania przetworników o różnych charakterystykach kierunkowości, krytyczna weryfikacja przetwornika z płytą promieniującą ogniskującego energię ultradźwiękową w zadanym punkcie, opracowanie przetwornika z konwersją kierunku drgań typu R-L, przetwornika typu sandwich z warstwą promieniującą o małej impedancji akustycznej odporną na działanie ośrodków chemicznie agresywnych oraz współudział w opracowaniu przetworników ultradźwiękowych z płytką prostokątną drgającą w modzie pasemkowym pobudzaną do drgań na krawędzi za pomocą kilku rodzajów pobudników ultradźwiękowych.

W rozdziale 5 omówiono piezoelektryczne przetworniki ultradźwiękowe z warstwami dopasowującymi pracujące w paśmie częstotliwości 100 kHz–2 MHz. Przedstawiono między innymi funkcje przenoszenia takich przetworników, charakterystyki amplitudowo-fazowe modułu admitancji, rozkłady pola akustycznego zmierzone dla kilku przetworników płaskich oraz rozkłady prędkości drgań zmierzone dla częstotliwości rezonansowej i częstotliwości harmonicznych. Wszystkie przetworniki opisane w tym rozdziale zostały opracowane przez autora lub z jego dominującym udziałem. Na szczególną uwagę zasługuje tu przetwornik piezoelektryczny z ogniskowaniem wiązki pracujący przy częstotliwości 1,27 MHz; jego opracowanie i wykonanie umożliwiło powstanie nowego rodzaju mikroskopu ultradźwiękowego, w którym dotychczas stosowaną ciecz sprzęgającą między przetwornikiem i badanym obiektem zastąpiono powietrzem.

W rozdziale 6 dokonano krótkiego przeglądu przetworników ultradźwiękowych mogących pracować w ośrodku gazowym w paśmie częstotliwości powyżej 2 MHz, wśród których należy wymienić przetworniki piezoelektryczne z warstwami dopasowującymi pracujące na częstotliwościach harmonicznych, przetworniki pojemnościowe, przetworniki z folii polifluorku winylidenu (PVDF), przetworniki wykonywane w technologii cienkowarstwowej oraz kompozytowe z zastosowaniem różnego rodzaju polimerów. Ze względu na duże tłumienie fal ultradźwiękowych w tym zakresie

częstotliwości oraz ze względu na brak możliwości technologicznych niezbędnych do wytwarzania wspomnianych wyżej przetworników, a także ze względu na niewielkie możliwości ich wykorzystania w praktyce, przetwornikom tym autor poświęcił stosunkowo mało miejsca; niektóre próby zastosowań takich przetworników zostały przedstawione w rozdziale 8.

W rozdziale 7 przedstawiono zagadnienie parametrycznego wytwarzania fali akustycznej w powietrzu z wykorzystaniem źródeł ultradźwiękowych. Jest to jedno z najnowszych zagadnień, które zostało przeniesione z obszaru hydroakustyki do obszaru aeroakustyki. Wkładem własnym autora w tym rozdziale jest przedstawienie wyników badań eksperymentalnych dotyczących źródeł parametrycznych. Badania te przeprowadzono na podstawie analizy możliwości uzyskania źródła parametrycznego w powietrzu.

W rozdziale 8 przedstawiono przykłady zastosowań większości opracowanych w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej przetworników przeznaczonych do pracy w ośrodkach gazowych pracujących przy częstotliwościach leżących w paśmie 20 kHz–2 MHz. Wkładem własnym autora w tym rozdziale jest współudział w opracowaniu szeregu metod pomiarowych oraz urządzeń realizujących te pomiary, które znalazły zastosowanie w przemyśle lub mogą zostać wykorzystane przez zainteresowanych. Dotyczy to przede wszystkim następujących zagadnień:

- pomiaru wydajności przenośników taśmowych,
- pomiaru nieciągłości strugi na przenośnikach taśmowych,
- pomiaru poziomu wypełnienia zbiorników,
- pomiaru przekroju wewnętrznego przewodów rurowych,
- pomiaru prędkości przepływu gazów,
- rozpoznawania położenia, kształtu i rozmiarów obiektów metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej,
- wyznaczania temperatury i składu binarnych mieszanin gazowych metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej,
- skaningowej mikroskopii ultradźwiękowej z gazowym ośrodkiem sprzęgającym,
- lewitacji ultradźwiękowej.

W ramach rozwiązywania wymienionych zagadnień opracowano m.in. urządzenia do pomiaru wydajności przenośników taśmowych dla kopalni węgla brunatnego w Bełchatowie, urządzenie do pomiaru nieciągłości strugi węglowej na przenośnikach taśmowych oraz urządzenie do pomiaru poziomu wypełnienia bunkrów węglowych dla Zespołu Elektrowni Pątnów-Adamów-Konin, a także pierwszy w Polsce model ultradźwiękowego miernika przepływu gazu, którego działanie zostało zweryfikowane doświadczalnie na stanowisku badawczym w Katedrze Klimatyzacji i Ciepłownictwa Wydziału Inżynierii Środowiska Politechniki Wrocławskiej, w zakresie prędkości przepływu 0–20 m/s oraz w szybach górniczych kopalni miedzi KGHM w Rudnej.

Prezentowano opis nowej ultradźwiękowej metody wizualizacji przekroju poprzecznego rurociągu wypełnionego ośrodkiem gazowym lub ciekłym, za pomocą

którego średnica uległa zmianie na skutek eksploatacji lub zanieczyszczenia osadami na jego wewnętrznych ściankach. Wkładem własnym autora jest tu współudział w opracowaniu urządzenia ultradźwiękowego do wizualizacji przekroju poprzecznego rurociągu wypełnionego cieczą lub gazem, którego pomysłodawcą i głównym projektantem był autor niniejszej monografii. Urządzenie to zostało wprawdzie zastosowane do pomiarów kilku czynnych rurociągów wody pitnej na terenie Dolnego Śląska przeprowadzonych przez Instytut Inżynierii Ochrony Środowiska Politechniki Wrocławskiej, jednak po zainstalowaniu przetworników przeznaczonych do pracy w ośrodku gazowym może być z powodzeniem użyte do badania rur wypełnionych gazem.

Duże znaczenie może mieć także wykorzystanie ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej (stosowanej również przez autora do badania i wizualizacji struktury wewnętrznej różnych ośrodków biologicznych, ukierunkowanej na zobrazowanie tkanek zdrowych i zmienionych w procesie chorobowym) do rozpoznawania położenia, kształtów i rozmiarów obiektów znajdujących się w obszarze niedostępnym dla promieni świetlnych. Dzięki dotacjom finansowym uzyskanym w ramach kierowanego przez autora grantu KBN, w latach 1998–2000 zostało zbudowane stanowisko badawcze umożliwiające przeprowadzenie badań struktury wewnętrznej różnych ośrodków biologicznych i ich fantomów. Zmodyfikowana metoda tomograficzna umożliwia badanie kształtów, rozmiarów i położenia obiektów w ośrodku gazowym. Uzyskane wyniki potwierdziły słuszność założeń dotyczących wykorzystania ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej do takich badań. Innym przykładem zastosowania ultradźwiękowej metody tomograficznej jest możliwość wyznaczania rozkładu temperatury gazu oraz wyznaczania składu binarnych mieszanin gazów. Dzięki opracowanym przetwornikom, w Instytucie Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej został zbudowany tomograf ultradźwiękowy do wyznaczania rozkładu temperatury gazu oraz do wykrywania helu w kanale powietrznym poprzez badanie rozkładu prędkości propagacji fali ultradźwiękowej w przekroju poprzecznym kanału. Prace nad tym zagadnieniem są obecnie kontynuowane w w/w Instytucie; przewiduje się ich wykorzystanie do wykrywania obecności helu w kanale akceleratora cząstek w laboratorium Centralnego Ośrodka Badań Jądrowych w Genewie. Pierwsze próby wykonane w laboratorium CERN z użyciem przetworników ultradźwiękowych opracowanych przez autora, pracujących przy częstotliwościach w zakresie 100÷200 kHz przyniosły już obiecujące wyniki.

Na szczególną uwagę zasługuje zastosowanie przetwornika ultradźwiękowego z ogniskowaniem wiązki, dzięki któremu możliwe było powstanie nowego rodzaju mikroskopu ultradźwiękowego. Przedstawiono wyniki zobrazowania struktur powierzchniowych otrzymane za pomocą fazoczułego mikroskopu skaningowego. Wyniki te zostały uzyskane przez autora w Physikalische Institut, J.W. Goethe Universität we Frankfurcie nad Menem, gdzie dzięki opracowanemu w Polsce nowemu przetwornikowi pracującemu na częstotliwości 1,27 MHz oraz zaproponowanym zmianom

w układzie istniejącego mikroskopu możliwe było badanie powierzchni z rozdzielczością porównywalną z metodami laserowymi; początkowo rzędu 40 nm, później 10 nm, dochodząc do 3 nm. Prowadzone są badania nad zastosowaniem opracowanych przez autora przetworników ultradźwiękowych pracujących w powietrzu w paśmie częstotliwości powyżej 2 MHz. Ze względu na bardzo duże tłumienie fal ultradźwiękowych w ośrodkach gazowych dla tego zakresu częstotliwości, ilość zastosowań jest tu ograniczona, jednak niektóre z nich (jak np. wykrywanie mikroprzepływów gazu, badanie strumienia gazu wypływającego z dyszy) wydają się mieć duże znaczenie praktyczne. Nowe zastosowania w tym zakresie częstotliwości będą możliwe po opracowaniu nowych, wysokosprawnych źródeł ultradźwiękowych pozwalających na generację fal ultradźwiękowych do ośrodków gazowych o większych natężeniach niż uzyskiwane w chwili obecnej.

Przedstawiona w ostatniej części monografii demonstracja zjawiska lewitacji ultradźwiękowej została wykorzystana przez autora do badania stabilności pracy przetworników ultradźwiękowych generujących fale ultradźwiękowe o dużych natężeniach. Badania takie są szczególnie przydatne przy opracowywaniu układów do automatycznego dostrajania częstotliwości nadajników do zmieniających się warunków podczas pracy przetworników generujących przede wszystkim falę ciągłą. Demonstracja zjawiska lewitacji ma ponadto znaczące walory dydaktyczne.

W rozdziale 9 dokonano podsumowania pracy.

2. TRANSMISJA FAL ULTRADŹWIĘKOWYCH W OŚRODKU GAZOWYM

2.1. KRÓTKA CHARAKTERYSTYKA OŚRODKA GAZOWEGO

2.1.1. OŚRODEK STACJONARNY I NIESTACJONARNY

Każdy ośrodek akustyczny, który jest nieruchomy, jednorodny i nie pochłania energii nazywamy ośrodkiem idealnym. Propagacja fali ultradźwiękowej w takim ośrodku zachodzi według dobrze znanych z klasycznej teorii zjawisk odnoszących się do fal akustycznych – teorii falowej i teorii geometrycznej [2.13, 2.32, 2.36, 2.37, 2.40, 2.42 i inni]. Droga promienia dźwiękowego przebiega wzdłuż linii prostej, amplituda i kształt sygnału ultradźwiękowego zależą jedynie od parametrów ośrodka. Dla ośrodka niejednorodnego, tj. ośrodka, w którym występują niejednorodność składu (np. różnica gęstości), niejednorodność stanu fizycznego (np. różnica temperatur), obce wtrącenia (np. krople wody w powietrzu), ruchy ośrodka (np. przepływ, turbulencje), droga promienia dźwiękowego przebiega wzdłuż krzywej, kształt sygnału ultradźwiękowego jest bardzo złożony [2.7, 2.26, 2.43, 2.48 i inni], a w przypadku turbulencji nie dający się w pełni określić za pomocą wyrażeń matematycznych.

Ponieważ w literaturze brak zwięzłego przedstawienia problemu transmisji fal ultradźwiękowych w gazach, podjęto próbę zebrania i usystematyzowania ważniejszych zależności analitycznych i wyników badań doświadczalnych dotyczących dwóch najważniejszych parametrów akustycznych ośrodka gazowego: prędkości i tłumienia. Parametry te mają decydujący wpływ na charakter zmian sygnałów ultradźwiękowych propagowanych w takim ośrodku [2.16].

Ze względu na złożoność problemu ograniczono się do rozważań na temat tylko niektórych gazów i mieszanin oraz przyjęto określony zakres zmienności parametrów gazu; wiąże się to m.in. z opracowywaniem ultradźwiękowego miernika prędkości przepływu gazów, mogącego znaleźć zastosowanie m.in. w szybach wentylacyjnych i kominach przemysłowych. Szyby wentylacyjne wypełnione są powietrzem, zwykle o typowym składzie (tab. 2.1.1), mogącym zawierać dodatkowo drobiny zanieczyszczeń (kurz, pył węglowy w kopalniach) oraz cząsteczki wody (zwykle około 40% objętości).

Tabela 2.1.1. Typowy skład chemiczny powietrza [2.46]
Table 2.1.1. Typical chemical composition of air [2.46]

Gaz	N ₂	O ₂	Ar	CO ₂	H ₂	Ne	He	Kr	Xe
% objęt.	78,04	20,946	0,934	0,0333	0,0005	0,0018	0,0052	0,001	0,00009
% wag.	75,47	23,20	1,28	0,046	0,001	0,0012	0,0001	0,0003	0,0004

Typowy skład chemiczny gazu kominowego emitowanego do atmosfery przez kotłownię na paliwo stałe przedstawiono w tabeli 2.1.2 [2.29].

Tabela 2.1.2. Typowy skład chemiczny gazu kominowego z kotłowni na paliwo stałe [2.29]
Table 2.1.2. Typical chemical composition of chimney gas from boiler house with solid fuel supply [2.29]

Biblioteka
Pol. Wrocław

Gaz	N ₂	O ₂	CO ₂	CO	SO ₂	SO ₃	H ₂ S
% obj.	78÷80	7÷15	6÷14	0÷1	–	–	–
mg/m ³	–	–	–	–	500÷2000	20÷250	0÷5

Gazy kominowe zawierają dodatkowo śladowe ilości NH₃, HCl, Cl₂, NO_x oraz produkty spalania węgla kamiennego (popiół 10% obj., części lotne 15% obj., siarka palna 0,6% obj.). Zakres zmian temperatury i ciśnienia przyjęto nieco szerszy niż w warunkach panujących w szybach wentylacyjnych i kominach: $\Delta t = -50 \div +400$ °C, $\Delta p = 80 \div 120$ kPa.

Rozpatrując zjawiska zachodzące w ośrodku gazowym w skali makroskopowej, traktujemy ten ośrodek jako ciągły. Matematyczny opis stanu poruszającego się gazu opiera się na wyznaczeniu funkcji określających rozkład prędkości przepływu gazu $v(x, y, z, t)$, ciśnienia $p(x, y, z, t)$ i gęstości $\rho(x, y, z, t)$. W przypadku stacjonarnego (ustalonego) przepływu gazu prędkość przepływu jest stała w czasie w każdym punkcie przestrzeni wypełnionej przez gaz, czyli $\partial v / \partial t = 0$. Linie prądu (tj. linie, do których styczne wskazują kierunek wektora prędkości) nie zmieniają się w czasie i pokrywają się z torami cząstek gazu. W przypadku niestacjonarnego przepływu gazu styczne do linii prądu wyznaczają kierunki prędkości różnych cząstek gazu w kolejnych punktach przestrzeni w określonej chwili. Styczne do toru cząstek gazu wyznaczają kierunki prędkości określonych cząstek gazu w kolejnych chwilach.

Zagadnienia związane z przepływem ośrodka gazowego badano na modelu przepływu gazu w kanale o przekroju kołowym. Przyjęcie takiego modelu jest uzasadnione ze względu na jego zbieżność z przewidywanymi aplikacjami wyników analizy w praktyce (kminy przemysłowe, szyby wentylacyjne), a także ze względu na jednorodność strumienia przepływu wzdłuż osi kanału.

Z doniesień literaturowych wynika, że w przypadku przepływu w kanale o przekroju kołowym, stabilność ruchu względem nieskończonego małych zaburzeń występuje dla dowolnej wartości liczby Reynoldsa Re , brak jednak jeszcze pełnej analizy teoretycznej, dotyczącej zagadnienia stabilności takiego ruchu. Jeśli uniknie się zabu-

zeń powstających u wejścia kanału, udaje się podtrzymywać przepływ laminarny do bardzo dużych wartości liczby Reynoldsa Re (rzędu 10^5). Do tej granicy można uważać, że w takim kanale mamy stabilność przepływu (gdyż zaburzenia o symetrii osiowej zawsze tu zanikają). Oznacza to, że zgodnie z wzorem $Re = v_{sr}d/\nu$ (gdzie v_{sr} – średnia prędkość przepływu gazu, d – średnica kanału, ν – lepkość kinematyczna) np. dla przepływu powietrza w kanale o średnicy $d = 0,5$ m, przy lepkości kinematycznej $\nu = 5 \cdot 10^{-5}$ m²/s uzyskuje się stabilność przepływu przy średniej prędkości przepływu powietrza $v = 3$ m/s. Wynik ten wydaje się mało prawdopodobny w świetle innych rozważań dotyczących powstawania turbulencji [2.26, 2.30, 2.34, 2.48, 2.49]. Zwykle rozróżnia się dwie wartości liczby Reynoldsa Re_{kr1} i Re_{kr2} :

- jeżeli $Re < Re_{kr1}$ – istnieje ruch ustalony,
- jeżeli $Re = Re_{kr2}$ – zaburzenie rośnie skokowo do skończonej amplitudy,
- jeżeli $Re > Re_{kr2}$ – ruch ustalony nie może w ogóle istnieć.

W przedziale $Re_{kr1} < Re < Re_{kr2}$ ruch jest metastabilny, tzn. stabilny względem nieskończenie małych zaburzeń, ale niestabilny względem zaburzeń o skończonej amplitudzie. Jak podaje literatura, w przypadku kanału o przekroju kołowym, niegasnący ruch turbulentny jest obserwowany już dla $Re = 1800$ (co dla przepływu powietrza w kanale o średnicy $d = 0,5$ m odpowiada wartości prędkości przepływu $v = 0,054$ m/s. Zerwanie przepływu laminarnego w kanale ma charakter nagły i towarzyszy mu skokowa zmiana siły oporu; zmiana ta następuje niezależnie od tego dla jakiej wartości Re następuje przejście z przepływu laminarnego w przepływ turbulentny [2.7, 2.30]. Krytyczne wartości liczby Reynoldsa nie są uniwersalne i zależą od charakterystyk geometrycznych i sposobu wzbudzania turbulencji [2.12]. Powstaje pytanie: jakie są to wartości w określonych warunkach?

Z punktu widzenia transmisji sygnałów ultradźwiękowych w ośrodku ruchomym zagadnienie to ma duże znaczenie, gdyż rodzaj przepływu może decydować o charakterze i kształcie impulsów ultradźwiękowych, rozchodzących się w takim ośrodku. To z kolei decydować może w zasadniczy sposób np. o rodzaju przetworników ultradźwiękowych, które mogą być wykorzystane do pomiaru przepływu gazu.

2.1.2. PARAMETRY AKUSTYCZNE OŚRODKA GAZOWEGO

Aby wyznaczyć tłumienie czy prędkość fali ultradźwiękowej w gazie lub mieszaninie gazów konieczna jest znajomość wartości niektórych parametrów fizycznych. Można je wyznaczyć na podstawie zależności analitycznych lub skorzystać z dostępnych danych eksperymentalnych. Do podstawowych parametrów fizycznych gazów należą: gęstość, lepkość, ciepło właściwe, współczynnik przewodnictwa cieplnego, współczynnik κ i współczynnik dyfuzji. Wszystkie te parametry można przedstawić w funkcji ciśnienia i temperatury, a w przypadku mieszanin dodatkowo w funkcji mas molowych poszczególnych składników gazu. Odpowiednie zależności opisujące parametry fizyczne gazów można znaleźć w literaturze [2.31, 2.33, 2.45].

Prędkość propagacji fali ultradźwiękowej

Problem prędkości propagacji fali ultradźwiękowej w gazach można rozpatrywać w ujęciu teorii klasycznej [2.24, 2.31, 2.39] oraz w ujęciu teorii relaksacyjnej [2.10, 2.11, 2.14, 2.35, 2.44]. W gazach i parach o niezbyt dużej gęstości, w zakresie częstotliwości poniżej dyspersji, prędkość dźwięku można określić wzorem:

$$c = \sqrt{\frac{\kappa(T)p_0T}{\rho_0T_0}}, \quad (2.1.1)$$

gdzie: $\kappa(T) = c_p / c_v$,

p_0 – ciśnienie gazu w warunkach normalnych,

ρ_0 – gęstość gazu w warunkach normalnych,

$T_0 = 293 \text{ K}$.

Współczynnik $\kappa(T)$ w zakresie ciśnień $p = 0,8 \div 1,2 \text{ atm}$ w gazie jest praktycznie stały, zmienia się tylko z temperaturą T [2.31, 2.33]. Wobec tego, zgodnie z równaniem (2.1.1), prędkość dźwięku nie zależy od ciśnienia (w zakresie zmian ciśnienia rzędu 1 atm w stosunku do atmosferycznego). Pomiarów dowodzą, że przy ciśnieniach bliskich atmosferycznemu, zwiększenie ciśnienia o 1 atm powoduje przyrost prędkości dźwięku o około $0,1 \text{ m/s} \pm 0,12 \text{ m/s}$ [2.23]. Na podstawie równania (2.1.1) i danych doświadczalnych z literatury [2.23, 2.33, 2.45, 2.46, 2.50] można obliczyć prędkość dźwięku w dowolnym gazie lub mieszaninie. Dokonano takich obliczeń dla ciśnienia $p = 1 \text{ atm}$ i zakresu temperatur od $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ do $+400 \text{ }^\circ\text{C}$ i porównano je z pomiarami zawartymi w tablicach [2.24, 2.31]. Otrzymane wyniki przedstawiono w tabeli 2.1.3.

Tabela 2.1.3. Obliczone i zmierzone wartości prędkości dźwięku dla niektórych gazów
Table 2.1.3. Calculated and measured values of sound velocity for some gases

Gaz	$c \text{ [m/s]}$ (* – wartości z literatury)					
	$-50 \text{ }^\circ\text{C}$	$0 \text{ }^\circ\text{C}$	$100 \text{ }^\circ\text{C}$	$200 \text{ }^\circ\text{C}$	$300 \text{ }^\circ\text{C}$	$400 \text{ }^\circ\text{C}$
Ar	279 (277*)	308 (319*)	360	405	446	483
N ₂	305	337 (334*)	394	443	485	586
CO ₂	238	259 (257*)	297 (311*)	332 (345*)	362 (375*)	390 (401*)
suche powietrze	300	332 (331*)	387	434	476	514
O ₂	285 (290*)	315 (314*)	366	410	449	484
CO	305	337 (337*)	394	442	484	523
H ₂	1146 (1120*)	1261 (1284*)	1468	1652	1818	1969

Z porównania wyników obliczeń i pomiarów widać, że maksymalna rozbieżność wynosi około 4%. Można też przypuszczać, że rozbieżność ta jest mniejsza, ze względu na dokonaną aproksymację niektórych wartości współczynnika κ przy obliczeniach. Za pomocą wzoru (2.1.1) można więc stosunkowo dokładnie obliczyć wartość prędkości fali ultradźwiękowej w dowolnych gazach i mieszaninach przy niewielkich

zmianach ciśnienia (w okolicy 1atm), o ile dysponuje się dokładnymi wartościami ρ_0 i $\kappa(T)$.

Zależność $c(t)$ jest prawie liniowa w zakresie 100÷300 °C (tab. 2.1.3), więc temperaturowy współczynnik prędkości dźwięku można wyznaczyć jako pochodną prędkości względem temperatury:

$$\frac{\partial c}{\partial T} = \frac{c}{2\kappa(T)T} \left(\kappa(T) + \frac{\partial \kappa(T)}{\partial T} \right). \quad (2.1.2)$$

Niestety, nie znamy zależności $\kappa(T)$. Temperaturowy współczynnik prędkości dźwięku łatwiej jest więc wyznaczyć w sposób przybliżony względem temperatury $t_0 = 0$ °C:

$$\frac{\Delta c}{\Delta T} = \frac{c - c_0}{T - T_0}. \quad (2.1.3)$$

Jeśli założymy liniowy przebieg krzywej $c(t)$, możemy zapisać [2.41]:

$$c = c_0 + bt = c_0(1 + b't). \quad (2.1.4)$$

gdzie: c_0 – prędkość dźwięku w temperaturze $t_0 = 0$ °C,

b – temperaturowy współczynnik prędkości dźwięku $b = \Delta c / \Delta t$ względem t_0 ,

b' – względny temperaturowy współczynnik prędkości dźwięku $b' = b/c_0$.

Błędy spowodowane obliczaniem prędkości dźwięku $c(t)$ w gazach na podstawie wartości współczynnika b (wzór 2.1.4) wynoszą maksymalnie 15%÷20% przy $t = 400$ °C. Dokładniejszym sposobem jest przyjęcie założenia, że zależność $c(t)$ jest przedziałami liniowa i wyznaczenie temperaturowych współczynników prędkości dźwięku w różnych przedziałach temperatur, każdy w stałym zakresie, np. $\Delta t = 50$ °C lub $\Delta t = 100$ °C. W tabeli 2.1.4 przedstawiono obliczone w ten sposób współczynniki na podstawie wartości prędkości dźwięku wziętych z tab. 2.1.3 (uwaga: ujemny współczynnik temperaturowy wynika z przyjętych wartości Δt i t_0).

Tabela 2.1.4. Temperaturowe współczynniki prędkości dźwięku dla niektórych gazów [2.16]

Table 2.1.4. Temperature coefficients of sound velocity for some gases [2.16]

Gaz	$\Delta c / \Delta t$ (-50÷0 °C) $t_0 = -50$ °C	$\Delta c / \Delta t$ (0÷100 °C) $t_0 = 0$ °C	$\Delta c / \Delta t$ (100÷200 °C) $t_0 = 100$ °C	$\Delta c / \Delta t$ (200÷300 °C) $t_0 = 200$ °C	$\Delta c / \Delta t$ (300÷400 °C) $t_0 = 300$ °C
Ar	-0,58	+0,52	+0,45	+0,41	+0,37
N ₂	-0,64	+0,57	+0,49	+0,42	+1,01
CO ₂	-0,42	+0,38	+0,35	+0,30	+0,28
powietrze	-0,64	+0,55	+0,47	+0,42	+0,38
O ₂	-0,60	+0,51	+0,44	+0,39	+0,35
CO	-0,64	+0,57	+0,48	+0,42	+0,39
H ₂	-2,30	+2,07	+1,84	+1,66	+1,51

Przyjęcie takich współczynników pozwala na obliczenie prędkości dźwięku w gazie w przedziale temperatur $t = -50 \div +400$ °C z dokładnością do kilku m/s, według zależności:

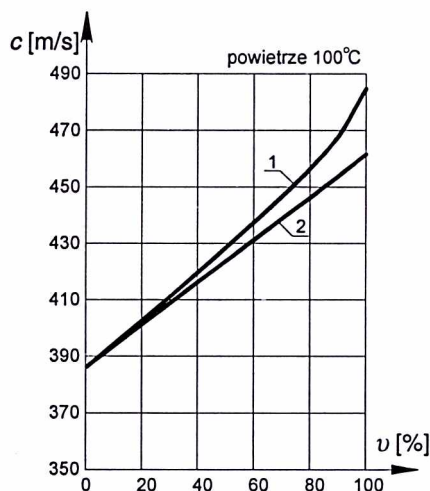
$$c = c_0 + a_{t_0}^{\Delta t} \cdot (t - t_0) \quad (2.1.5)$$

w której $a_{t_0}^{\Delta t}$ – współczynniki temperaturowe z tab. 2.1.4.

Gaz z zawartością pary wodnej możemy potraktować jako mieszaninę. Prędkość dźwięku w takim gazie będzie zależna od wilgotności v [% obj.] (jest to szczególnie ważne dla powietrza). Dokonano obliczeń zależności $c(v)$ dla powietrza w temperaturze $t = 100$ °C i przy ciśnieniu 1 atm (rys. 2.1.1). Do obliczeń przyjęto wartości z literatury [2.31, 2.46, 2.51] dla pary wodnej w 100 °C: $\rho = 0,57764$ kg/m³, $c_p = 0,48$ kJ/(kg · °C), $c_v = 0,3625$ kJ/(kg · °C), dla suchego powietrza w 100 °C: $\rho = 0,9462$ kg/m³, $c_p = 1,0135$ kJ/(kg · °C), $c_v = 0,7252$ kJ/(kg · °C). Na wykresie (rys. 2.1.1) zamieszczono dodatkowo zależność $c(v)$, którą podaje J. Obraz [2.41]:

$$c = c(t) (1 + 2 \cdot 10^{-3} v), \quad (2.1.6)$$

gdzie jako $c(t)$ przyjęto prędkość dźwięku w suchym powietrzu w temperaturze 100 °C, ($c = 386,85$ m/s). Zależność $c(v)$ (rys. 2.1.1) nie jest liniowa, jak to zakłada wzór (2.1.6).



Rys. 2.1.1. Zależność $c(v)$ dla powietrza w temperaturze 100 °C

(1 – wg obliczeń, 2 – wg literatury [2.41])

Fig. 2.1.1. Dependence of c upon v for air at temperature of 100 °C

(1 – according to calculations, 2 – according to literature [2.41])

Maksymalne rozbieżności rzędu około 20 m/s występują przy $v = 100\%$. Aby zminimalizować błędy obliczeń według wzoru (2.1.6) należałoby przyjąć nieco inny względny wilgotnościowy współczynnik prędkości dźwięku w powietrzu $\Delta c/(\Delta v c(t))$ (np. $\Delta c/(\Delta v c(t)) = 0,8915$ 1/%) lub posługiwać się współczynnikami w zakresach wilgotności, tak jak w przypadku z temperaturą.

Zakładając, że w gazach zależności $c(t)$ i $c(v)$ są quasi-liniowe, można je powiązać zależnościami:

$$c = c_0(1 + b't)(1 - c'v), \quad (2.1.7)$$

w której: c_0 – prędkość dźwięku w suchym gazie w warunkach normalnych,

b' – względny temperaturowy współczynnik prędkości dźwięku dla 0°C ,

$b' = \Delta c / (\Delta t c_0)$,

c' – względny wilgotnościowy współczynnik prędkości dźwięku dla 0% wilgotności, $c' = \Delta c / (\Delta v c_0)$.

Prędkość dźwięku w powietrzu zmienia się również podczas zmian zawartości CO_2 . Dokładne pomiary wykazują, że przy zwiększeniu zawartości CO_2 w objętości powietrza o 0,03%, prędkość zmniejsza się o 0,2 m/s [2.14]. Można by próbować wyznaczyć zależność prędkości dźwięku w powietrzu od zawartości dwutlenku węgla, jednakże zwykle zmiany CO_2 w powietrzu są znikome, więc ich wpływ na prędkość jest również niewielki.

Prędkość dźwięku w obszarze relaksacji określa następujący wzór dyspersyjny [2.10]:

$$\frac{c}{c_0} = \left[1 + \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right]^{-1/2}, \quad (2.1.8)$$

w którym: $\omega = 2\pi f$,

$$\varepsilon = 1 - c_0^2 / c_\infty^2,$$

c_0 – prędkość dźwięku dla małych częstotliwości ($f \rightarrow 0$) poniżej obszaru dyspersji,

c_∞ – prędkość dźwięku dla bardzo dużych częstotliwości ($f \rightarrow \infty$) powyżej obszaru dyspersji,

τ – czas relaksacji.

Częstotliwość relaksacji wyraża się wzorem [2.44]:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\tau} \frac{c_v}{c_a}, \quad (2.1.9)$$

w którym: c_v – ciepło właściwe przy stałej objętości,

c_a – część ciepła właściwego przy stałej objętości związana z wewnętrznymi stopniami swobody cząsteczki, która absorbuje i oddaje (wypromieniowuje z pewnym opóźnieniem) energię fali akustycznej. Częstotliwość relaksacji pokrywa się zwykle z częstotliwością odpowiadającą środkowi obszaru dyspersji prędkości dźwięku. Częstotliwość ta jest funkcją gęstości i temperatury [2.10].

Opis pojedynczego procesu relaksacji akustycznej można rozszerzyć na przypadek substancji, w których występuje kilka obszarów relaksacji [2.44]. W gazach mamy zwykle do czynienia z jednym lub kilkoma procesami molekularnymi, a wartości po-

szczególnych czasów relaksacji znacznie się różnią. Widmo czasów relaksacji normalnych reakcji przedstawia się w postaci [2.35]:

$$\frac{c_0^2}{c^2} = 1 - \sum_i \frac{\varepsilon_i \omega^2 \tau_i^2}{1 + (\omega \tau_i)^2}, \quad (2.1.10)$$

gdzie indeks i oznacza i -ty proces relaksacji.

Na podstawie danych eksperymentalnych z literatury, można próbować wyznaczyć dolne częstotliwości graniczne obszarów relaksacji w gazach, poniżej których nie obserwuje się dyspersji prędkości dźwięku. Należy pamiętać, że częstotliwości te zmieniają się z temperaturą, ciśnieniem i składem gazu. Poniżej obszaru dyspersji w gazach, zmiany prędkości dźwięku z częstotliwością są znikome.

Tłumienie fali ultradźwiękowej w gazach

Tłumienie fali sprężystej w ośrodku gazowym (rozumiane jako jej osłabienie) spowodowane jest zjawiskami absorpcji oraz rozpraszania. Czynniki wpływające na absorpcję to: lepkość, przewodnictwo i promieniowanie ciepła oraz procesy relaksacyjne, natomiast rozpraszanie zachodzi na niejednorodnościach ośrodka. Wpływ zjawisk absorpcji i rozpraszania fali na całkowite tłumienie jest różny i często trudny eksperymentalnie do rozdzielania.

Klasyczne tłumienie ultradźwięków w gazach uwarunkowane lepkością η oraz przewodnictwem cieplnym σ wyrażane jest przez współczynnik tłumienia α_{kl} , określony jest wzorem Stokesa–Kirchoffa (przy założeniu, że ciecz jest nieściśliwa):

$$\alpha_{kl} = \alpha_\eta + \alpha_\sigma = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left[\frac{4}{3} \eta' + \sigma \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right], \quad (2.1.11)$$

gdzie: ω – częstość kołowa,

ρ – gęstość ośrodka,

c – prędkość fali ultradźwiękowej w ośrodku,

η' – lepkość ścinająca,

c_v – ciepło właściwe przy stałej objętości,

c_p – ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu.

Korzystając z zależności opisujących parametry fizyczne gazu, wzór (2.1.11) można przedstawić w postaci:

$$\alpha_{kl} = \frac{2\pi^2 f^2}{p} \sqrt{\frac{\rho_0 T_0}{\kappa(T)^3 p_0}} \left[\frac{4}{3} \eta'(T) + \sigma(T) \frac{\kappa(T) - 1}{c_p(T, p)} \right]. \quad (2.1.12)$$

W zakresie niewielkich zmian ciśnienia wokół ciśnienia atmosferycznego (0,8 atm ÷ 1,2 atm), wartości c_p dla gazów są prawie stałe. Jeśli więc założyć, że $\partial c / \partial p \rightarrow 0$, to można uznać, że:

$$\alpha_{kl} = \frac{f^2 k'(T)}{p}, \quad (2.1.13)$$

gdzie $k'(T)$ jest stałą dla określonej temperatury.

Podobną zależność podaje Gumaniuk [2.23]: $\alpha = k'/p$ dla małych zmian ciśnienia. Pomiarów wykazują, że przy zmianach ciśnienia rzędu $1 \div 1,2$ atm w stosunku do ciśnienia atmosferycznego, współczynnik tłumienia może się zmienić ponad 80%. Przy rzeczywistych zmianach ciśnienia atmosferycznego, które nie są tak duże, maksymalne zmiany współczynnika tłumienia mierzone dla $t = 20^\circ \text{C}$ i $f = 10$ kHz wynoszą około 0,5 dB/m [2.23]. Na podstawie równania (2.1.11) obliczono współczynniki tłumienia α/f^2 w $[1/(\text{m} \cdot \text{Hz}^2)]$ dla niektórych gazów w warunkach normalnych i porównano je z pomiarami przy różnych częstotliwościach zaczerpniętymi z literatury [2.24, 2.44]; wyniki przedstawiono w tab. 2.1.5.

Tabela 2.1.5. Porównanie obliczonych i zmierzonych wartości współczynników tłumienia dźwięku α/f^2 dla niektórych gazów w warunkach normalnych [2.24, 2.44]

Table 2.1.5. Comparison of calculated and measured values of sound attenuation coefficient α/f^2 for some gases in normal conditions [2.24, 2.44]

Gaz	$\alpha/f^2 \cdot 10^{-11} [\text{s}^2/\text{m}]$ (wartości obliczone)	$\alpha/f^2 \cdot 10^{-11} [\text{s}^2/\text{m}]$ (wartości zmierzone)
N ₂	1,1575963	1,173 ($f = 598,9$ kHz)
O ₂	1,3813891	3,014 $\div$ 1,65 ($f = 0,65 \div 1,2$ MHz)
H ₂	0,1446459	3,11 ($f = 598,9$ kHz)
CO ₂	1,2305197	23,539 ($f = 304,4$ kHz, $t = 16,6^\circ \text{C}$)
powietrze	1,1796015	1,451 $\div$ 1,728 ($f = 1,1 \div 1,4$ MHz)
CO	1,0901029	5,02 ($f = 304,4$ kHz, $t = 18,7^\circ \text{C}$)
He	0,5318401	2,96 ($f = 599$ kHz)

Wyniki pomiarów wykazują, że tłumienie obliczone na gruncie teorii klasycznej jest zgodne z rzeczywistością tylko dla gazów jednoatomowych i to przy małych częstotliwościach. Generalnie tłumienie różni się znacznie od zależności wyrażonej wzorem (2.1.11). Świadczy to o znaczącym wpływie procesów molekularnych na tłumienie w gazach prawie w całym paśmie częstotliwości.

Współczynnik tłumienia w obszarze pojedynczego procesu relaksacyjnego można wyrazić za pomocą równania [2.39]:

$$\alpha_{kl} = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left[\frac{4}{3} \eta' + \frac{\eta''}{1 + \omega^2 f_r^2} + \sigma \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right], \quad (2.1.14)$$

w którym: f_r – częstotliwość relaksacji,

η'' – lepkość objętościowa.

Na podstawie danych eksperymentalnych i obliczeń modelowych Evans, Bass, Sutherland i Zuckerwar [2.1, 2.11] wyprowadzili wzory pozwalające na dokładne wyznaczanie współczynnika tłumienia w powietrzu w szerokim zakresie częstotliwości z uwzględnieniem procesów relaksacyjnych:

$$\alpha = (20 \log e) f^2 \left[1,84 \cdot 10^{-11} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-1} \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{1/2} + \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{-5/2} \left(0,01278 \frac{e^{-\frac{2239,1}{T}}}{f_{r,O} + \frac{f^2}{f_{r,O}}} + 0,1068 \frac{e^{-\frac{3352}{T}}}{f_{r,N} + \frac{f^2}{f_{r,N}}} \right) \right], \quad (2.1.15)$$

gdzie: p_0 – ciśnienie odniesienia (1 atm),

$T_{20} = 293,16$ K,

$f_{r,O}$ – częstotliwość relaksacji molekularnej tlenu,

$f_{r,N}$ – częstotliwość relaksacji molekularnej azotu.

Impedancja akustyczna ośrodków gazowych

Impedancja akustyczna ośrodka definiowana jako $Z = \rho_0 c$ jest wielkością, która ma zasadniczy wpływ na obciążenie przetworników ultradźwiękowych. Ponieważ wielkość ta zależy jedynie od właściwości środowiska, często określa się ją jako akustyczną rezystancję właściwą środowiska R_w . Rezystancja akustyczna właściwa ośrodków gazowych zmienia się w stosunkowo szerokim zakresie, jednak jej wartość jest o kilka rzędów (10^4 – 10^7) razy mniejsza od rezystancji akustycznej ośrodków stałych i ciekłych. Stanowi to zasadniczy problem dla wytwarzania fal ultradźwiękowych w ośrodkach gazowych – zagadnienie to zostanie omówione w rozdziale 3. W tabeli 2.1.6 przedstawiono zaczerpnięte z literatury [2.5, 2.38, 2.47] wartości gęstości, prędkości dźwięku i rezystancji akustycznej właściwej dla kilku wybranych gazów.

Tabela 2.1.6. Gęstość ρ , prędkość dźwięku c , rezystancja akustyczna dla fali płaskiej R_w dla różnych gazów w temperaturze 0 °C

Table 2.1.6. Density ρ , sound velocity c , acoustic resistance of plane wave R_w for various gases at temperature of 0 °C

Gaz	ρ [kg/m ³]	c [m/s]	R_w [kg/(m ² ·s)]
A	1,78	319	568
N	1,25	334	417
CO ₂	1,98	259	513
powietrze	1,29	331	426
O ₂	1,43	316	452
CO	1,25	338	423
He	0,176	965	172
H ₂	0,0899	1285	116

2.2. AEROAKUSTYCZNE RÓWNANIE ZASIĘGU

Analizując skład chemiczny gazu, jego temperaturę, ciśnienie, wilgotność oraz wpływ akustycznych procesów molekularnych zachodzących w gazach, a także parametry fizyczne gazów (gęstość, lepkość, ciepło właściwe, współczynnik przewodnictwa cieplnego, współczynnik κ , współczynnik dyfuzji) można wyznaczyć zależności dla dwóch najistotniejszych parametrów akustycznych środowiska gazowego: prędkości i tłumienia fali ultradźwiękowej, a tym samym określić ich wpływ na zasięg urządzeń pracujących w ośrodkach gazowych. Na tej podstawie sformułowano równanie zasięgu łącza aeroakustycznego (rozumianego jako układ przetworników ultradźwiękowych umieszczonych współosiowo w pewnej odległości od siebie w powietrzu, z których jeden jest nadajnikiem a drugi odbiornikiem, jak przedstawiono to na rys. 2.2.1), będące modyfikacją równania zasięgu dla łącza hydroakustycznego [2.27]:

$$\frac{P_T}{P_R} = \frac{4\pi d^2 e^{2\alpha d}}{\Omega S_R}, \quad (2.2.1)$$

gdzie: P_T – moc promieniowana przez przetwornik nadawczy,

P_R – moc odbierana przez przetwornik odbiorczy,

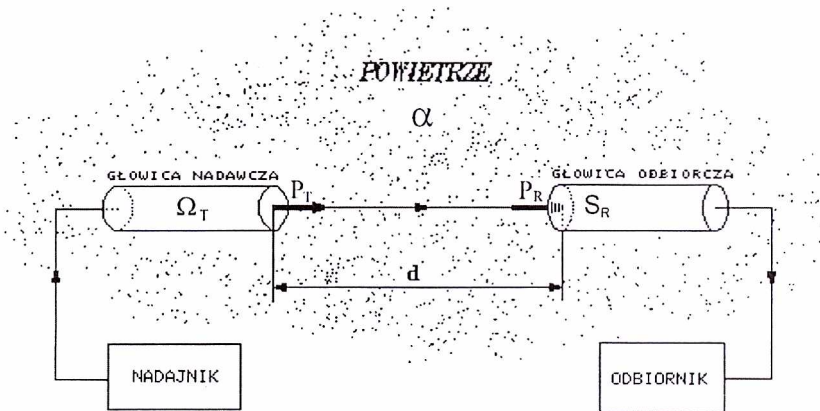
d – odległość między przetwornikami w łączy aeroakustycznym,

α – amplitudowy współczynnik tłumienia w powietrzu,

S_R – powierzchnia przetwornika odbiorczego,

Ω – współczynnik kierunkowości przetwornika nadawczego (dla $\pi f D_T / c \gg 1$,

$\Omega = \pi^2 f^2 D_T^2 / 2c^2$, gdzie f – częstotliwość fali ultradźwiękowej, D_T – średnica przetwornika nadawczego).



Rys. 2.2.1. Łącze aeroakustyczne

Fig. 2.2.1. Aeroacoustic link

Po zastosowaniu pewnych uproszczeń przy wyznaczaniu poszczególnych mocy, można ujawnić stosunek P_T/P_R w równaniu (2.2.1) na dwa sposoby:

$$\frac{P_T}{P_{R\min}} = \left(\frac{S_n S_o \tilde{U}_T k_u D_T}{\tilde{U}_{sz} 10^{\frac{L_T}{20}} D_R} \right)^2, \quad (2.2.2)$$

gdzie: $P_{R\min}$ – moc sygnału progowego, określona przez wymaganą różnicę poziomów sygnał–szum L_T ,

$\tilde{U}_{sz}$ – napięcie całkowite szumów po stronie elektrycznej,

$\tilde{U}_T$ – napięcie zasilające przetwornik nadawczy,

k_u – iloczyn wzmocnień w układzie odbiorczym,

S_o – czułość przetwornika odbiorczego,

S_n – skuteczność przetwornika nadawczego przy założeniu bezstratności ośrodka,

$$\frac{P_T}{P_{R\min}} = \frac{\tilde{U}_T^2}{|Z_T|} \frac{R_p R_0}{(R_v + R_p)(R_0 + R_v + R_p)} \frac{4\rho c S_o^2 k_u^2}{\pi D_R^2 \tilde{U}_{sz}^2 10^{\frac{L_T}{10}}}, \quad (2.2.3)$$

gdzie: R_0 – rezystancja strat elektrycznych przetwornika nadawczego,

R_v – rezystancja strat mechanicznych przetwornika nadawczego,

R_p – rezystancja promieniowania przetwornika nadawczego,

Z_T – impedancja przetwornika nadawczego w rezonansie.

Takie przyjęcie stosunku mocy powoduje, że odległość d w równaniu (2.2.1) staje się zasięgiem łącza $d_{\max}$. Równanie (2.2.1) pozwala na zaprojektowanie łącza aeroakustycznego [2.18, 2.19] poprzez zadanie określonego zasięgu i obliczenie wymaganego stosunku mocy P_T/P_R po uwzględnieniu wszystkich czynników wpływających na prędkość i tłumienie ultradźwięków w powietrzu. Umożliwia ono dobranie wartości tego stosunku poprzez dobór parametrów przetworników ultradźwiękowych według równania (2.2.2) lub (2.2.3) [2.3].

Uwzględnienie wszystkich czynników mających wpływ na zasięg łącza aeroakustycznego wymaga dokładnej znajomości wielu parametrów gazu oraz ich zależności od częstotliwości (zagadnienie to zostanie omówione w następnym rozdziale). Zakładając tę samą częstotliwość pracy przetworników nadawczego i odbiorczego, zależność prędkości dźwięku od temperatury i wilgotności w powietrzu podawaną m.in. przez J. Obrza [2.41] oraz uwzględniając wyznaczoną przez Bassa, Sutherlanda i Zuckerwara wartość współczynnika tłumienia w powietrzu, równanie zasięgu można również przedstawić w postaci:

$$\frac{P_T}{P_R} = \left(\frac{4\sqrt{2} \cdot 331,82(1 + 1,83 \cdot 10^{-3}t)(1 + 2,2 \cdot 10^{-3}v)}{\pi D_T D_R f} \right)^2 d^2 e^{2\alpha_{rz}d}, \quad (2.2.4)$$

gdzie α_{rz} – wartości tłumienia wyznaczone z wykresu Bassa i in. [2.1].

Po zlogarytmowaniu obu stron równania i pomnożeniu przez 10, uzyskujemy wyrażenie na różnicę poziomów mocy promieniowanej i odbieranej (poziomu spadku mocy) wyrażony w dB:

$$L_{(P_T/P_R)} = 10 \log \left(\left(\frac{4\sqrt{2} \cdot 331,82(1 + 1,83 \cdot 10^{-3}t)(1 + 2,2 \cdot 10^{-3}v)}{\pi D_T D_R f} \right)^2 d^2 e^{2\alpha_{rz}d} \right), \quad (2.2.5)$$

Moc promieniowaną i odbieraną w łączu można określić jako:

$$P_T = \frac{\tilde{p}_T^2 S_T}{\rho c} = \frac{\tilde{p}_T^2}{\rho c} \frac{\pi D_T^2}{4}, \quad (2.2.6)$$

$$P_R = \frac{\tilde{p}_R^2 S_R}{\rho c} = \frac{\tilde{p}_R^2}{\rho c} \frac{\pi D_R^2}{4}, \quad (2.2.7)$$

gdzie: $\tilde{p}_T$ – wartość skuteczna ciśnienia w pobliżu głowicy nadawczej,

$\tilde{p}_R$ – wartość skuteczna ciśnienia w pobliżu głowicy odbiorczej.

Wówczas:

$$L_{(P_T/P_R)} = 20 \log \left(\frac{\tilde{p}_T}{\tilde{p}_R} \frac{D_T}{D_R} \right) = 20 \log \frac{\tilde{p}_T}{\tilde{p}_0} - 20 \log \frac{\tilde{p}_R}{\tilde{p}_0} + 20 \log \frac{D_T}{D_R}. \quad (2.2.8)$$

Takie przedstawienie poziomu spadku mocy umożliwia porównanie obliczeń z wynikami pomiarów poziomu ciśnienia w pobliżu przetwornika nadawczego i odbiorczego.

Pomiary kontrolne

W celu weryfikacji wzoru (2.2.5) zmierzono wytwarzane i odbierane poziomy ciśnienia akustycznego w kilku modelach łącz. Przetworniki użyte do pomiarów przedstawiono w tabeli 2.2.1.

Pomiarów dokonywano w kanale o ścianach niewytlumionych (w osi przekroju poprzecznego), mierząc za pomocą 1/4-calowego mikrofonu pomiarowego poziom ciśnienia odbieranego w różnych odległościach d od przetwornika nadawczego, przyjmując, że przetwornik odbiorczy znajduje się w tym samym miejscu co mikrofon. Za poziom ciśnienia wytwarzanego przez przetwornik nadawczy przyjęto maksymalny poziom ciśnienia zmierzony za pomocą mikrofonu pomiarowego na osi przetwornika przy jego powierzchni. Pomiary przeprowadzono w stałej temperaturze

16 °C, przy stałej wilgotności 38% i ciśnieniu normalnym. Wymiary kanału: szerokość – 2,8 m, wys. – 3,45 m, długość 10 m. Wszystkie przetworniki zasilano impulsami o napięciu $U_z = 20$ V. Napięcie związane z szumami i zakłóceniami wynosiło 100 mV, co dawało poziom ciśnienia około 40 dB. Poziom spadku mocy obliczono z pomiarów wg równania (2.2.8).

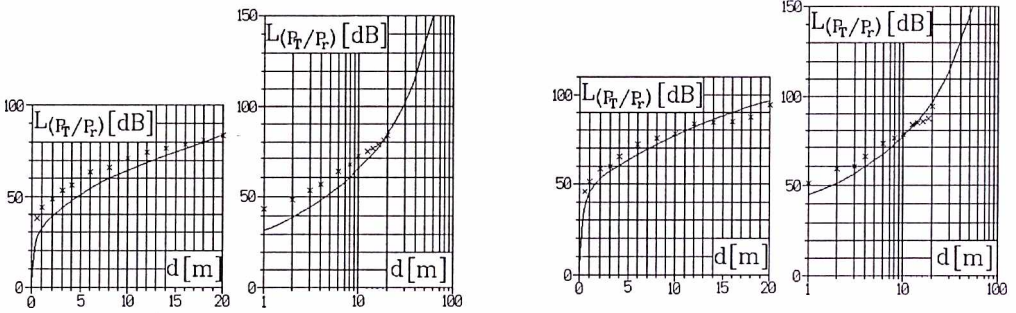
Tabela 2.2.1. Przetworniki ultradźwiękowe użyte do pomiarów weryfikacyjnych równania (2.2.8)

Table 2.2.1. Ultrasonic transducers used for verifying measurements of equation (2.2.8)

Lp.	Rodzaj przetwornika	D [cm]	f [kHz]
1	sandwich z warstwą teflonu PTU	6,5	50
2	przetwornik z dalmierza SMART	1,5	50
3	przetwornik elektrostatyczny	2,8	50
4	przetwornik ceramiczny	1	26
5	przetwornik ceramiczny MPU CERAD	1	38,3
6	przetwornik ceramiczny PCA CERAD	2	10,5
7	przetwornik ceramiczny PCA CERAD	2	25
8	przetwornik ceramiczny PCA CERAD	2	65

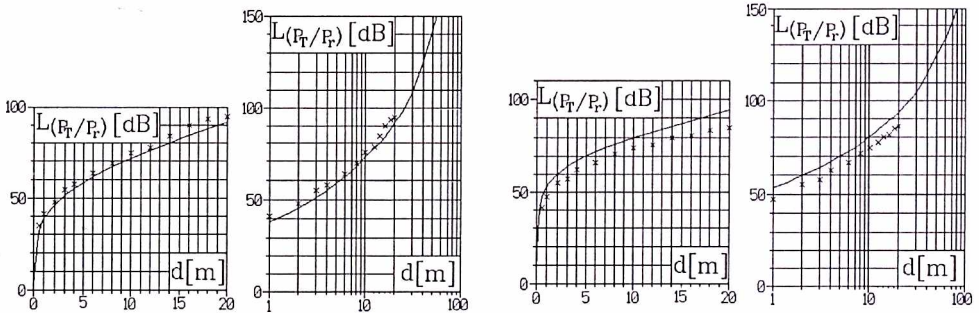
Porównanie wyników obliczeń z wynikami pomiarów

Dla parametrów mierzonych przetworników dokonano obliczeń poziomu spadku mocy według równania (2.2.5). Wartości pozostałych parametrów przyjęto zgodne z przedstawionymi powyżej warunkami pomiarów. Porównanie wyników obliczeń z wynikami pomiarów dla poszczególnych przetworników przedstawiają rys. 2.2.2–2.2.5. Na każdym z rysunków umieszczono po dwa wykresy obrazujące zależności poziomu spadku mocy od odległości od przetwornika nadawczego d dla dwóch różnych przetworników, gdzie d przedstawiono w skali liniowej w zakresie 0÷20 m oraz w skali logarytmicznej w zakresie 1÷100 m. Krzywe obrazują wartości obliczone dla poszczególnych przetworników według równania (2.2.5), a krzyżyki wartości zmierzone. Zgodność wyników pomiarów z wynikami obliczeń jest tym lepsza, im większa jest częstotliwość pracy przetworników. Można więc sądzić, że wartości tłumienia wyznaczone z wykresów Bassa i in. [2.1, 2.11] odzwierciedlają wartości rzeczywiste. Niewielkie różnice pomiędzy pomiarami i obliczeniami można tłumaczyć błędami związanymi z metodą pomiarową i poczynionymi przybliżeniami. Przy małych częstotliwościach i małych średnicach obserwujemy maksymalne różnice rzędu około 10 dB (rys. 2.2.4), przetwornik z poz. 6 ($f = 10,5$ kHz, tab. 2.2.1.). Należy jednak zauważyć, że odchylenia te są stałe dla większości przetworników, niezależnie od odległości d . Przyczyną odchyień mogło być korzystanie z uproszczonego wzoru na współczynnik kierunkowości przetworników $\Omega = (ka)^2/2$ stosowanego dla dużych częstotliwości ($ka \gg 1$, [2.9]).



Rys. 2.2.2. Obliczony (linia ciągła) i zmierzony (xxx) poziom spadku mocy dla przetworników kolejno z poz. 1, 2, tab. 2.2.1 [2.17]

Fig. 2.2.2. Decrease in power level for transducers (in order as pos. 1, 2, tab. 2.2.1) obtained by calculations (solid line) and measurements [2.17]



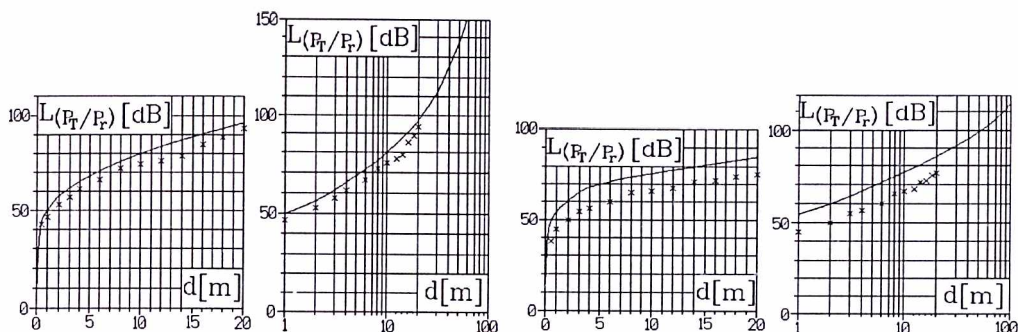
Rys. 2.2.3. Obliczony (linia ciągła) i zmierzony (xxx) poziom spadku mocy dla przetworników kolejno z poz. 3, 4, tab. 2.2.1 [2.17]

Fig. 2.2.3. Decrease in power level for transducers (in order as pos. 3, 4, tab. 2.2.1) obtained by calculations (solid line) and measurements [2.17]

Otrzymane wyniki obliczeń i pomiarów pozwalają stwierdzić, że aeroakustyczne równanie zasięgu można stosować dla gazów, jeśli spełnione są następujące warunki:

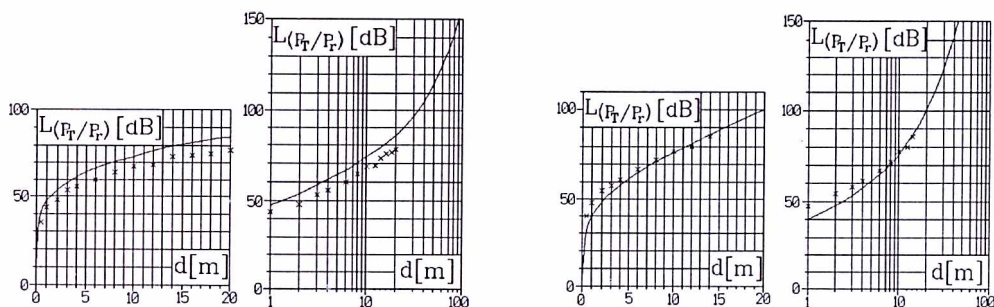
- a) nie ma przepływu gazu i brak turbulencji w gazie,
- b) wilgotność, ciśnienie i temperatura są stałe w całym ośrodku gazowym pomiędzy przetwornikami nadawczym i odbiorczym (ośrodek jest jednorodny),
- c) znane są dokładne wartości c i α dla gazu w danych warunkach,
- d) w gazie nie występują zanieczyszczenia,
- e) ośrodek jest nieograniczony w obrębie łącza,

f) dla przetwornika nadawczego spełniony jest warunek $\frac{\pi f D_T}{c} \gg 1$ [2.17].



Rys. 2.2.4. Obliczony (linia ciągła) i zmierzony (xxx) poziom spadku mocy dla przetworników kolejno z poz. 5, 6 ($f = 10,5$ kHz, tab. 2.2.1 [2.17])

Fig. 2.2.4. Decrease in power level for transducers (in order as pos. 5, 6 ($f = 10.5$ kHz, tab. 2.2.1) obtained by calculations (solid line) and measurements [2.17]



Rys. 2.2.5. Obliczony (linia ciągła) i zmierzony (xxx) poziom spadku mocy dla przetwornika z poz. 6 (kolejno $f = 25$ kHz, $f = 65$ kHz, tab. 2.2.1 [2.17])

Fig. 2.2.5. Decrease in power level for transducer (as pos. 6, in order $f = 25$ kHz, $f = 65$ kHz, tab. 2.2.1) obtained by calculations (solid line) and measurements [2.17]

2.3. KOMPUTEROWY MODEL ŁĄCZA ULTRADŹWIĘKOWEGO W OŚRODKU GAZOWYM

2.3.1. KOMPUTEROWY MODEL ŁĄCZA W WARUNKACH STATYCZNYCH

Komputerowy model łącza ultradźwiękowego w wersji podstawowej w postaci programu o nazwie KML (pracującego na komputerach typu IBM PC z twardym dyskiem i kartą VGA) przedstawiono po raz pierwszy w pracy [2.18]. Program ten poszerzono następnie o dodatkowe opcje umożliwiające obliczanie

rozkładu ciśnienia akustycznego na powierzchni przetwornika odbiorczego oraz czasu przejścia fali akustycznej przez łącze, jak również rozbudowano menu i grafikę programu, czyniąc go łatwym i wygodnym w obsłudze dla przeciętnego użytkownika [2.4, 2.19]. Szeroki zakres graficznego ustawienia wartości parametrów takich, jak:

- temperatura ($-50 \div +400$ °C), wilgotność ($0 \div 100\%$), ciśnienie ($80 \div 20$ kPa),
- częstotliwość promieniowanej fali akustycznej (10 Hz $\div$ 10 MHz),
- długość łącza (odległość między przetwornikiem nadawczym i odbiorczym, $0,1 \div 1000$ m),
- poziom ciśnienia akustycznego wytwarzanego przez przetwornik nadawczy w odległości 1 m,

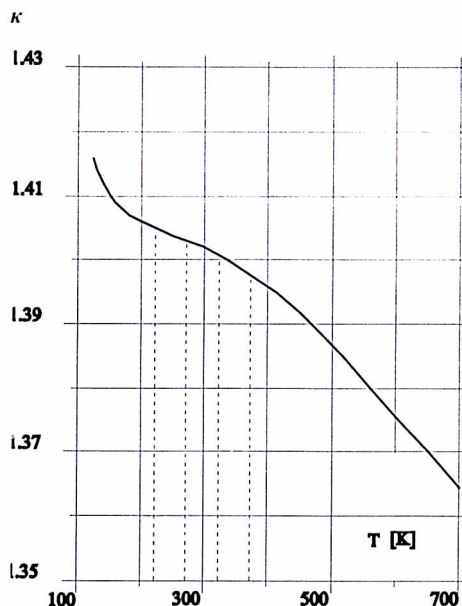
umożliwia wyznaczanie różnorodnych wielkości akustycznych przydatnych przy projektowaniu tego typu łącz. W szczególności dla łącz pracujących w powietrzu umożliwia wyznaczenie:

- prędkości propagacji fali ultradźwiękowej w powietrzu,
- tłumienia klasycznego oraz całkowitego tłumienia fali ultradźwiękowej w powietrzu z uwzględnieniem relaksacji molekularnej,
- tłumienia relaksacyjnego i częstotliwości relaksacji w tlenie i azocie,
- charakterystyki i współczynnika kierunkowości przetwornika nadawczego oraz kątów rozbieżności wiązki,
- zakresu pola bliskiego oraz rozkładu ciśnienia akustycznego w polu bliskim, na osi przetwornika nadawczego,
- poziomu spadku mocy akustycznej w łączu,
- poziomu ciśnienia odbieranego na osi łącza oraz rozkładu ciśnienia na powierzchni przetwornika odbiorczego (model fali płaskiej i kulistej),
- czasu przejścia fali akustycznej przez łącze dla różnych promieni wiązki.

Na potrzeby modelu komputerowego uściślono, zmodyfikowano i rozbudowano omawiane wcześniej zależności, pozwalające na dokładne wyznaczanie wszystkich najistotniejszych parametrów akustycznych łącza, przy założeniu, że przetwornik nadawczy jest źródłem akustycznej fali płaskiej lub kulistej [2.4, 2.18, 2.19]. Rozpatrywanie nadajnika jako źródła fali płaskiej lub kulistej okazało się konieczne po konfrontacji obliczeń z pomiarami poziomu ciśnienia akustycznego w różnych odległościach od nadajnika ([2.17, 2.19]). W modelu łącza obowiązuje również założenie o jednorodności, stacjonarności, nieruchomości i nieograniczoności ośrodka. Szczegółowy opis programu KML, jego możliwości obliczeniowych oraz użytych w nim zależności i algorytmów zawarto w instrukcji użytkowej [2.4]. Program KML 1.0 został przetestowany i przygotowany do sprzedaży. (Licencję na używanie tego programu zakupiła m.in. Wojskowa Akademia Techniczna w Warszawie oraz Politechnika Warszawska). Ważniejsze możliwości obliczeniowe programu KML przedstawiono w dalszej części tego rozdziału.

Prędkość propagacji fali akustycznej w powietrzu

Dla częstotliwości fal akustycznych poniżej 100 MHz i wartości ciśnień w powietrzu w granicach 80÷120 kPa, można założyć, że prędkość dźwięku w powietrzu ma stałą wartość (wpływ dwutlenku węgla i pary wodnej jest pomijalny) [2.24]. W modelu wykorzystano zmodyfikowany wzór podstawowy na prędkość dźwięku w powietrzu, opisany równaniem (2.1.1). Nie można tutaj pomijać wpływu temperatury na prędkość dźwięku. Zależność $c(t)$ określono, posługując się zmierzonymi wartościami $\kappa(T)$ z tablic wielkości fizycznych [2.31]. Zależność $\kappa(T)$ dla powietrza przy ciśnieniu $p_0 = 1$ atm przedstawiono na rys. 2.3.1 (w zakresie temperatur 0–1500 K zależność tę można znaleźć w pracy [2.38]).



Rys. 2.3.1. Zależność współczynnika κ od temperatury powietrza [2.31]

Fig. 2.3.1. Coefficient κ vs. air temperature [2.31]

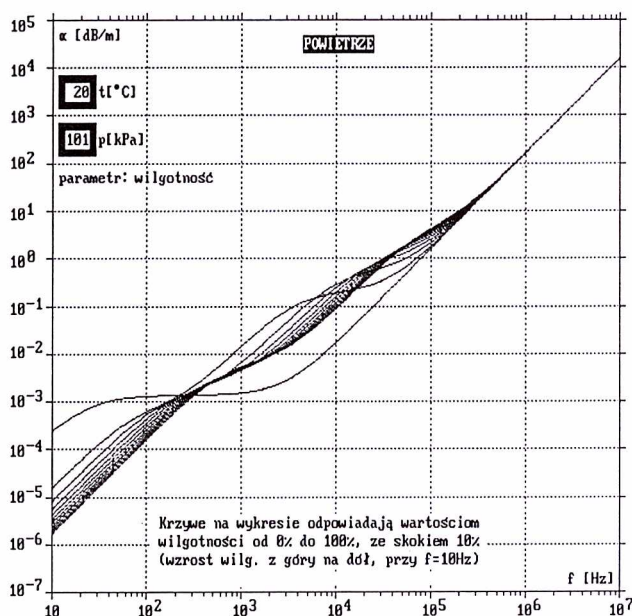
Wycinki krzywej z wykresu $\kappa(T)$ w zakresach temperatur $-50 \div 0$ °C, $0 \div 50$ °C, $50 \div 100$ °C aproksymowano wycinkiem odwróconej i odpowiednio przesuniętej paraboli:

$$\kappa(T) = -12,7 \cdot 10^{-8} (t[^\circ\text{C}] + 173,16)^2 + 1,407. \quad (2.3.1)$$

Na podstawie zależności (2.1.1) i (2.3.1) można stwierdzić, że prędkość dźwięku w powietrzu nie rośnie dokładnie liniowo z temperaturą. Dla wyższych temperatur wzrost prędkości jest nieco mniejszy.

Tłumienie fali akustycznej w powietrzu

Do obliczania wartości tłumienia α (w dB/m) w powietrzu zastosowano m.in. wzory podane przez Evansa, Bassa, Sutherlanda i Zuckerwara [2.1, 2.11]. Przykładową zależność $\alpha(f)$, uzyskaną za pomocą programu KML przedstawiono na rys. 2.3.2.



Rys. 2.3.2. Wydruk z programu KML: $\alpha(f)$ z parametrem wilgotność (wzrost α z góry na dół, przy $f=10$ Hz) [2.18]

Fig. 2.3.2. Printout from KML software: $\alpha(f)$ for humidity parameter (increase in α , from up to down, at $f=10$ Hz) [2.18]

Poziom spadek mocy akustycznej w łączu

W modelu wykorzystano równanie zasięgu łącza hydroakustycznego przystosowane do celów aeroakustycznych wyrażone w postaci wzoru (2.2.1). W równaniu tym istotną rolę odgrywa współczynnik kierunkowości przetwornika nadawczego Ω (w równaniu zasięgu łącza hydroakustycznego nazywany „zyskiem przetwornika”, co ze względu na podobieństwo do określenia „zysk kierunkowości” wymaga pewnego uściślenia). Ponadto dla przetworników ultradźwiękowych pracujących w ośrodku gazowym można w niektórych przypadkach posłużyć się pewnymi uproszczeniami, które wymagają jednak dodatkowego wyjaśnienia, dlatego zagadnienie kierunkowości przedstawiono poniżej nieco bardziej szczegółowo.

Współczynnik kierunkowości Ω jest definiowany jako stosunek kwadratu ciśnienia akustycznego p_0^2 w polu swobodnym w danym punkcie na osi źródła do kwadratu

średniego ciśnienia akustycznego p_{sr}^2 na powierzchni kuli, w środku której znajduje się źródło [2.51]:

$$\Omega = \frac{p_0^2}{p_{sr}^2} . \quad (2.3.2)$$

Określenie „zysk przetwornika” stosowane w przypadku łączy hydroakustycznego może być błędnie interpretowane jako „zysk kierunkowości”, który definiowany jest jako

$$G = 10 \lg \Omega . \quad (2.3.3)$$

Jeśli dany punkt jest umieszczony na osi głównej w odległości r od źródła wtedy kwadrat średniego ciśnienia akustycznego może być zapisany jako:

$$p_{sr}^2 = \frac{1}{4\pi r^2} \int_S p_\theta^2 dS , \quad (2.3.4)$$

gdzie: p_θ – ciśnienie w dowolnym punkcie na powierzchni kuli,
 dS – element powierzchni kuli.

Dla źródła promieniującego w ten sam sposób we wszystkich kierunkach w płaszczyźnie prostopadłej do osi głównej ciśnienie wynosi:

$$p_\theta = p_0 K(\theta) , \quad (2.3.5)$$

gdzie: $K(\theta)$ – charakterystyka kierunkowości.

Uwzględniając równanie (2.3.5) oraz oznaczenia przedstawione na rys. 2.3.3 otrzymujemy:

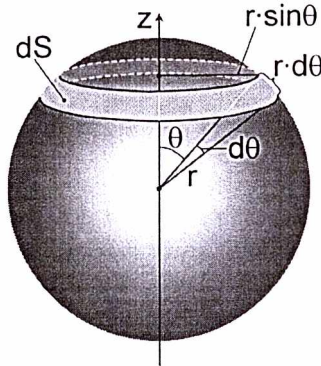
$$dS = 2\pi r \sin \theta r d\theta = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta , \quad (2.3.6)$$

a więc

$$p_{sr}^2 = \frac{1}{4\pi r^2} \int_0^\pi p_0^2 K^2(\theta) 2\pi r^2 \sin \theta d\theta = \frac{p_0^2}{2} \int_0^\pi K^2(\theta) \sin \theta d\theta . \quad (2.3.7)$$

W przypadku źródeł fal akustycznych o osiowo-symetrycznej charakterystyce kierunkowości, współczynnik kierunkowości, jeśli się uwzględni równanie (2.3.2), może być zapisany w postaci:

$$\Omega = \frac{2}{\int_0^\pi K^2(\theta) \sin \theta d\theta} . \quad (2.3.8)$$



Rys. 2.3.3. Fragment powierzchni kuli we współrzędnych sferycznych dla układu symetrii osiowej
Fig. 2.3.3. Fragment of sphere surface in spherical co-ordinates for axial symmetry

Dla tłoka kołowego drgającego w nieskończenie wielkiej odgradzie charakterystykę kierunkowości określa zależność [2.9]:

$$K(\theta) = \frac{2J_1\left(\frac{\pi f D_T \sin \theta}{c}\right)}{\frac{\pi f D_T \sin \theta}{c}}, \quad (2.3.9)$$

gdzie: D_T – średnica przetwornika nadawczego,

c – prędkość dźwięku w powietrzu,

J_1 – funkcja Bessela pierwszego rzędu,

f – częstotliwość drgań tłoka umieszczonego w nieskończonej odgradzie.

Uwzględniając równanie (2.3.8) i (2.3.9) współczynnik kierunkowości można zapisać jako:

$$\Omega = \frac{(\pi f D_T / c)^2}{2 \left[1 - \frac{J_1(2\pi f D_T / c)}{\pi f D_T / c} \right]}. \quad (2.3.10)$$

Dla małych wartości $\pi f D_T / c$ stosując rozwinięcie funkcji Bessela $J_1(x)$ w szereg:

$$J_1(x) = \frac{1}{2}x - \frac{1}{16}x^3 + \dots \quad (2.3.11)$$

otrzymuje się

$$\Omega \approx \frac{(\pi f D_T / c)^2}{2 \left[1 - 1 + \frac{1}{2}(\pi f D_T / c)^2 \right]} = 1. \quad (2.3.12)$$

Oznacza to, że dla małych częstotliwości tłok promieniuje równomiernie we wszystkich kierunkach. Dla dużych częstotliwości $\pi f D_T / c \gg 1$ oraz $J_1(2\pi f D_T / c) \rightarrow 0$, więc współczynnik kierunkowości można wyrazić wzorem:

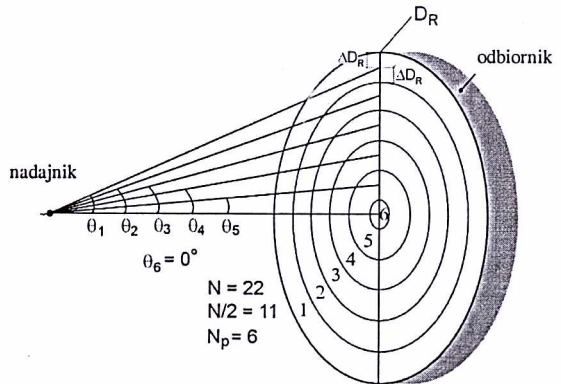
$$\Omega = \frac{\pi^2 f^2 D_T^2}{2c^2}. \quad (2.3.13)$$

W praktyce dla przetworników ultradźwiękowych pracujących w powietrzu można przyjąć że:

$$\Omega = \begin{cases} \frac{(\pi f D_T / c)^2}{2 \left[1 - \frac{J_1(2\pi f D_T / c)}{\pi f D_T / c} \right]} & \text{dla } \pi f D_T / c \leq 10 \\ \frac{\pi^2 f^2 D_T^2}{2c^2} & \text{dla } \pi f D_T / c > 10 \end{cases} \quad (2.3.14)$$

Równanie (2.2.1) stanowi podstawę dla wyznaczenia modelu łącza aeroakustycznego dla warunków statycznych. Poziom spadek mocy określa zależność:

$$L_{P_T / P_R} = 10 \log \left(\frac{P_T}{P_R} \right). \quad (2.3.15)$$



Rys. 2.3.4. Sposób całkowania mocy odbieranej po powierzchni przetwornika [2.18]

Fig. 2.3.4. Integration of the power received by surface of transducer [2.18]

Obliczenia wykazały, że wzoru (2.3.15) nie można stosować przy modelowaniu łącz o dużej wartości współczynnika kierunkowości nadajnika i stosunkowo małej odległości d (poniżej kilku metrów). W takim wypadku charakterystyka kierunkowości nadajnika w znacznym stopniu wpływa na moc odbieraną i należy dokonywać całkowania tej mocy po powierzchni przetwornika odbiorczego. W związku z tym, w programie KML dodatkowo zmodyfikowano równanie (2.2.1). Średnicę przetwornika odbiorczego podzielono na N parzystych części, tak aby $N/2$ było liczbą niepa-

rzystą. Wymusza to podział kołowej powierzchni przetwornika na $N_p = (N + 2)/4$ pierścieni współosiowych (rys. 2.3.4).

Najmniejszy z pierścieni współosiowych jest kołem o promieniu ΔD_R , gdzie $\Delta D_R = D_R/N$. Kąt wyznaczający środek i -tego pierścienia określony jest wzorem:

$$\theta_i = \arctg\left(\frac{D_R/2 - (2i-1)\Delta D_R}{d}\right), \quad (2.3.16)$$

gdzie: i – numer i -tego pierścienia, $i = 1, 2, \dots, N_p$.

Pole i -tego pierścienia liczone jest wg zależności:

$$S_{P_i} = \begin{cases} \pi \left[\left(\frac{D_R}{2} CD_R \right)^2 - \left(\frac{D_R}{2} - 2i\Delta D_R \right)^2 \right] & \text{dla } i = 1, 2, \dots, N_p - 1, \\ \pi \Delta D_R^2 & \text{dla } i = N_p. \end{cases} \quad (2.3.17)$$

Po przekształceniach poziom spadku mocy przyjmuje postać:

$$L_{P_r/P_r} = 10 \log \left(\frac{4\pi d^2 e^{2\alpha d}}{\Omega \sum_{i=1}^{N_p} K^2(\theta_i) S_{P_i}} \right), \quad (2.3.18)$$

gdzie $K(\theta_i)$ – charakterystyka kierunkowości nadajnika dla kąta θ_i .

W programie KML przyjęto $N = 42$, co zapewnia wystarczającą dokładność obliczeń poziomu spadku mocy dla średnic przetwornika odbiorczego $D_R \leq 10$ cm. Przykładowe wyniki obliczeń poziomu spadku mocy przedstawiono na rys. 2.3.6.

Poziom ciśnienia odbieranego

W ogólnym przypadku, moc odbieraną przez przetwornik odbiorczy w łączy aeroakustycznym można zapisać jako:

$$P_R \approx \frac{S_R \tilde{p}_o^2 e^{-2\alpha d}}{\rho c}, \quad (2.3.19)$$

gdzie: $\tilde{p}_0$ – maksymalna skuteczna wartość ciśnienia akustycznego na osi przetwornika nadawczego poza polem bliskim i przy założeniu bezstratności ośrodka,

c, ρ – odpowiednio prędkość fali ultradźwiękowej w ośrodku i gęstość ośrodka.

Rozkład ciśnienia na przetworniku odbiorczym w odległości d na osi łączy można wyznaczyć z zależności (oznaczenia jak na rys. 2.3.5):

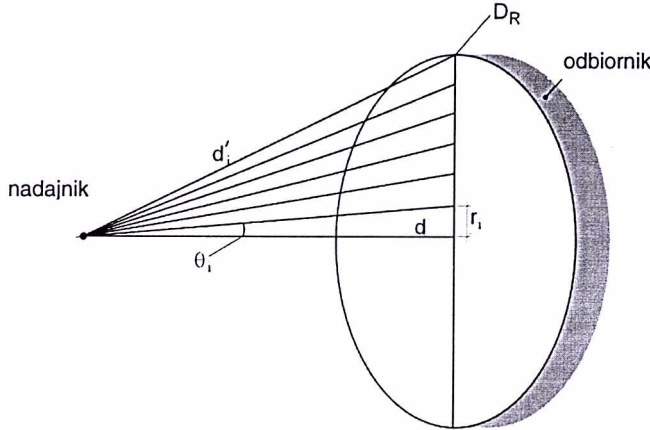
$$\tilde{p}(r_i) = \tilde{p}_o(d) K(\theta_i) e^{-\alpha(d'_i - d)}. \quad (2.3.20)$$

Wartość skuteczną ciśnienia w odległości 1 m od powierzchni przetwornika nadawczego na jego osi można wyznaczyć ze skuteczności przetwornika:

$$\tilde{p}_0(1m) = S_n \tilde{U}_n. \quad (2.3.21)$$

Ciśnienie odbierane przez przetwornik odbiorczy można więc zapisać jako:

$$\tilde{p}_0(d) = \tilde{p}_0(1m) e^{\alpha(1m-d)}. \quad (2.3.22)$$



Rys. 2.3.5. Sposób wyznaczania rozkładu ciśnienia na powierzchni przetwornika odbiorczego [2.19]
Fig. 2.3.5. The way of determining pressure distribution on the surface of receiving transducer's [2.19]

Przechodząc na poziomy ciśnien, otrzymujemy:

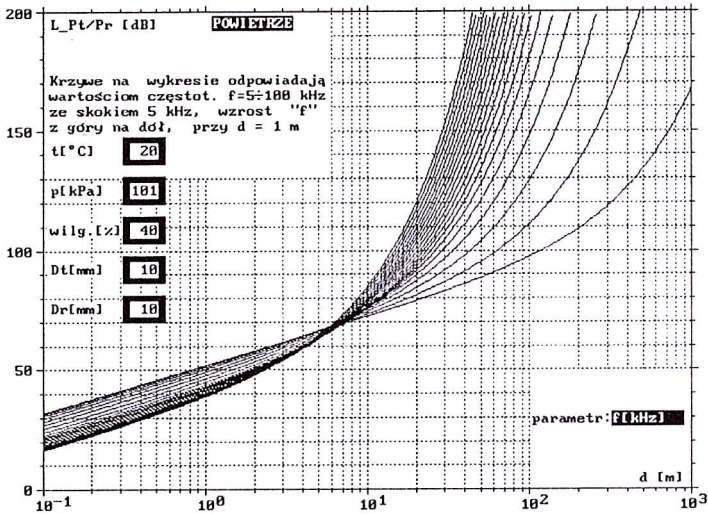
$$L_{\tilde{p}_{0(d)}} = L_{\tilde{p}_{0(1m)}} + \alpha[\text{dB/m}](1m - d). \quad (2.3.23)$$

Porównując obliczenia z pomiarami poziomu ciśnienia odbieranego w różnych odległościach od przetwornika nadawczego stwierdzono, że w większości przypadków lepszym przybliżeniem dla małych odległości jest przyjęcie, że przetworniki są źródłem fali kulistej. W związku z tym w równaniu (2.3.23) należy uwzględnić zmianę ciśnienia z odległością:

$$L_{\tilde{p}_{0(d)}} = L_{\tilde{p}_{0(1m)}} + \alpha[\text{dB/m}](1m - d) + 20 \log\left(\frac{1}{d}\right). \quad (2.3.24)$$

Dla dużych odległości dobrym przybliżeniem jest założenie, że przetwornik zachowuje się jak tłok drgający w nieskończenie wielkiej odgradzie i wytwarza falę płaską. Program KML dokonuje obliczeń dla obydwu modeli wg wzorów (2.3.23) i (2.3.24).

Na rysunku 2.3.6 przedstawiono przykładowy wydruk z programu KML dla $L_{P_T / P_R}(d)$. Parametrem zmiennym jest częstotliwość.



Rys. 2.3.6. Wydruk z programu KML: $L_{PT/PR}(d)$ z parametrem częstotliwość [2.19]
 Fig. 2.3.6. Printout from KML software: $L_{PT/PR}(d)$ with frequency parameter [2.19]

2.3.2. KOMPUTEROWY MODEL ŁĄCZA W WARUNKACH PRZEPŁYWU OŚRODKA GAZOWEGO

Opracowano również komputerowy model łącza ultradźwiękowego z uwzględnieniem przepływu gazu, który pozwala na symulację transmisji fali ultradźwiękowej w osiowo-symetrycznym kanale przepływowym. Na podstawie tego szczególnego modelu można było określić parametry techniczne prototypu urządzenia do pomiaru prędkości przepływu gazu [2.15, 2.22]. Komputerowy model łącza z uwzględnieniem przepływu ośrodka umożliwia przede wszystkim określenie przesunięcia wiązki ultradźwiękowej i zniekształcenia charakterystyki kierunkowości przetwornika nadawczego dla laminarnego i turbulentnego przepływu gazu. Możliwe jest więc skorygowanie parametrów układu nadawczego i odbiorczego oraz parametrów przetworników ultradźwiękowych w warunkach przepływu w stosunku do warunków statycznych.

Dla lepszego zrozumienia zagadnień związanych z przepływem ośrodka gazowego celowe jest porównanie możliwości opisu zjawisk zachodzących w takim ośrodku za pomocą teorii falowej i teorii geometrycznej.

Teoria falowa

Równanie falowe dla ośrodka niejednorodnego (prędkość dźwięku w ośrodku $c = c(x, y, z)$) i ruchomego (prędkość ruchu ośrodka $V = V(x, y, z)$) można przedstawić w postaci uogólnionej jako [2.36]:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{2}{c^2} \bar{V} \left[\nabla \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) \right] + \frac{1}{c^2} \bar{V} \nabla (\bar{V} \nabla p) = 0, \quad (2.3.25)$$

gdzie: p – ciśnienie akustyczne w ośrodku,

c – prędkość propagacji fali akustycznej w ośrodku,

$\bar{V}$ – wektor prędkości ruchu ośrodka,

Δ – operator Laplace'a, $\Delta = \nabla \nabla$,

∇ – operator gradientu.

Przy założeniu, że ośrodek jest uwarstwiony i przemieszcza się tylko w dodatnim kierunku osi x , tzn. $c = c(z)$ oraz $V = V(z)$, dwie składowe wektora prędkości przepływu ośrodka ulegają wyzerowaniu $\bar{V} \{V(z), 0, 0\}$, a równanie falowe przyjmuje postać:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 2 \frac{V}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial x} + \frac{V^2}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (2.3.26)$$

Rozwiązanie tego równania jest jednak skomplikowane, dlatego posłużenie się teorią falową w modelu łączy z przepływem powietrza (zwłaszcza ograniczonego ściankami kanału) wydaje się trudne do zrealizowania.

Teoria geometryczna

Teoria geometryczna pola akustycznego jest szczególnym przypadkiem teorii falowej; podstawową rolę w tej teorii odgrywa promień wskazujący kierunek rozchodzenia się energii. W ośrodku idealnym (nieruchomym, jednorodnym i niepochłaniającym energii) promienie są liniami prostymi. W ośrodku niejednorodnym promienie nie rozchodzą się po liniach prostych; znajomość kształtu tych linii pozwala między innymi na oszacowanie zmiany natężenia w poszczególnych punktach pola akustycznego. Najistotniejsze jest to, że posługiwanie się w akustyce teorią geometryczną jest znacznie prostsze niż posługiwanie się teorią falową. Pojęcie promienia akustycznego można wyprowadzić wychodząc z koncepcji powierzchni ekwifazowej i posługując się gradientem fazy [2.36]. Koncepcja ta pozwala na określenie promieni i stosowanie teorii geometrycznej dla różnych rodzajów fal ultradźwiękowych (np. fali płaskiej, fali kulistej) w przemieszczającym się ośrodku uwarstwowionym. W komputerowym modelu łączy aeroakustycznego z uwzględnieniem przepływu założono, że powietrze przepływające w kanale o przekroju kołowym można potraktować jako ośrodek uwarstwiony w sposób osiowo-symetryczny, tzn. $c = c(r)$ oraz $V = V(r)$. Przyjmując takie założenie, w modelu tym posłużono się teorią geometryczną.

Symulacja przepływu niezaburzonego

Rozkład prędkości w osiowo-symetrycznych warstwach powietrza przepływającego w kanale można zamodelować matematycznie. Dla przepływu laminarnego i turbulentnego, profil przepływu można opisać następującym równaniem [2.12]:

$$V(r, \Phi) = V(r) = 1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{2m}, \quad (2.3.27)$$

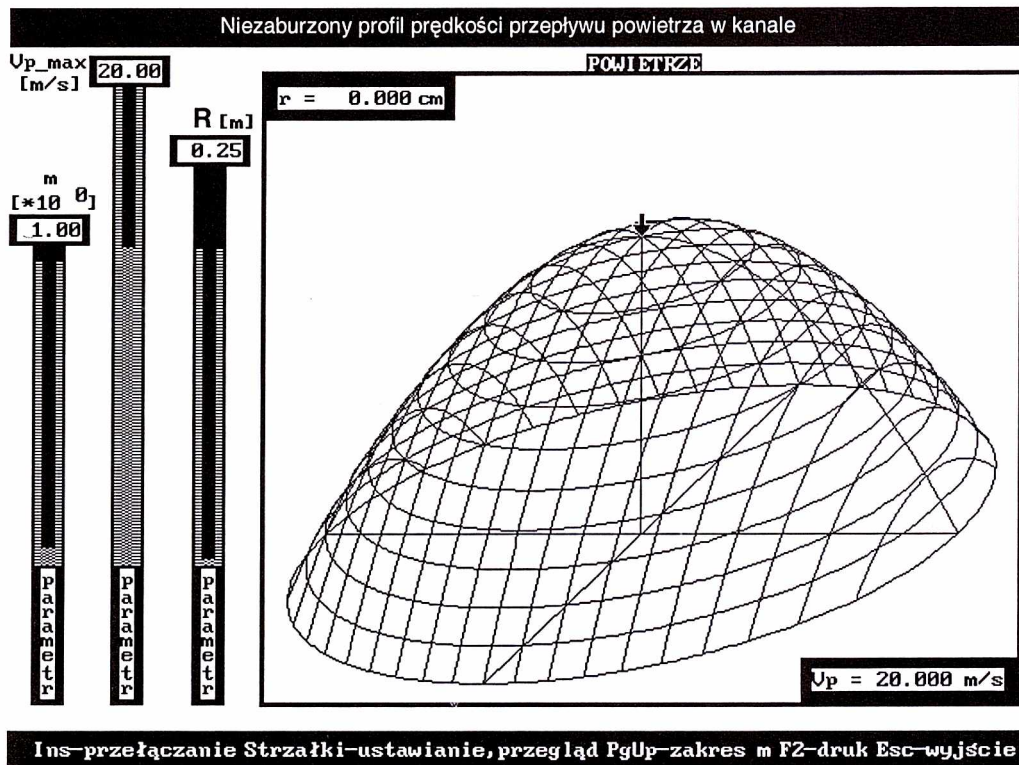
w którym: $V(r)$ – prędkość przepływu powietrza w określonym punkcie promienia kanału,

R – promień kanału,

m – współczynnik wygładzenia,

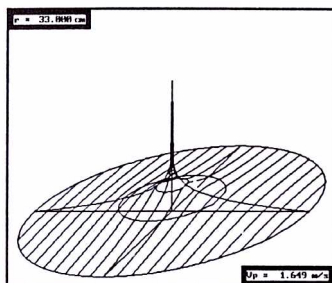
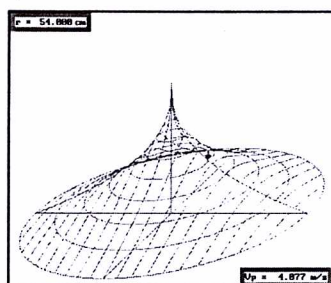
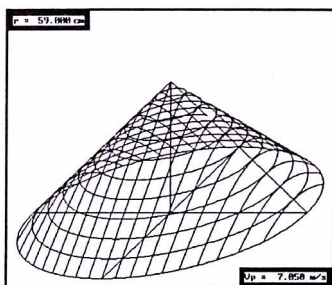
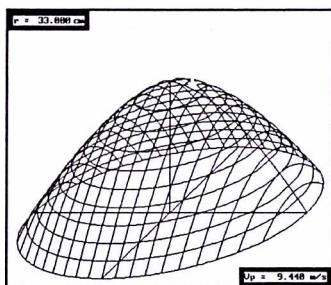
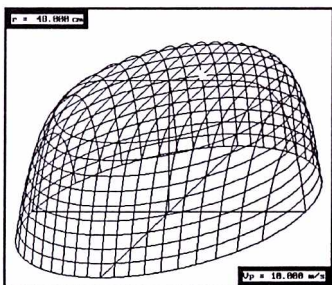
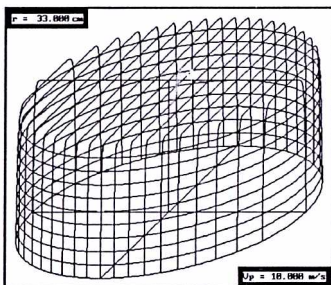
r, Φ – współrzędne biegunowe.

Jeśli współczynnik $m = 1$, przepływ jest laminarny; dla $m > 1$ przepływ jest turbulentny (współczynnik m jest funkcją liczby Reynoldsa). Jeśli prawą stronę równania (2.3.27) przemnożymy przez $V_{\max}$ (maksymalną prędkość przepływu gazu w osi kanału), otrzymujemy równanie umożliwiające symulację dowolnego profilu przepływu ośrodka. Równanie to wykorzystano w modelu komputerowym, a uzyskany za jego pomocą przykładowy profil przepływu dla $m = 1$ przedstawiono na rys. 2.3.7.



Rys. 2.3.7. Symulacja laminarnego przepływu gazu w kanale osiowo-symetrycznym [2.20]

Fig. 2.3.7. Simulation of laminar flow of gas in axial-symmetrical channel [2.20]

a) $m = 0,05$ b) $m = 0,2$ c) $m = 0,5$ d) $m = 0,8$ e) $m = 5$ f) $m = 50$ 

Rys. 2.3.8. Możliwości symulacyjne funkcji profilu przepływu gazu w osiowo-symetrycznym kanale dla różnych wartości współczynnika wygładzenia (przyjęto $V_{\max} = 10$ m/s, $R = 2$ m)

Fig. 2.3.8. Function simulating gas-flow profile in axial-symmetrical channel at various values of smoothing coefficient (assumed $V_{\max} = 10$ m/s, $R = 2$ m)

Współczynnik wygładzenia m umożliwia symulowanie różnorodnych profili przepływu, od nie występujących w warunkach rzeczywistych ($m \ll 1$) poprzez laminarne ($m = 1$), aż do turbulentnych ($m \gg 1$). Na rysunku 2.3.8 przedstawiono możliwości symulacyjne równania (2.3.14), uzyskane za pomocą opracowanego modelu komputerowego.

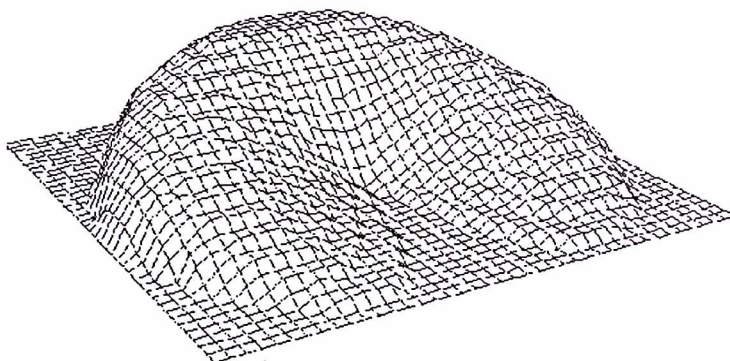
Symulacja przepływu zaburzonego zagięciem kanału

Badania eksperymentalne wykazały, że zaburzenia profilu przepływu gazu wywołane zagięciem przewodu osiowo-symetrycznego można przedstawić teoretycznie za pomocą następującej funkcji [2.12]:

$$V(r, \Phi) = \hat{v} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} + m \frac{r}{R} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{p}} \Phi^2 (2\pi - \Phi)^2, \quad (2.3.28)$$

w której: $\hat{v}$, n , p , m – współczynniki kształtujące wielkość i rodzaj zaburzenia.

Dobór odpowiedniej kombinacji współczynników $\hat{v}$, n , p , m umożliwia symulowanie różnych rodzajów zaburzeń występujących w rzeczywistych kanałach [2.12]. Po podstawieniu wartości $\hat{v} = 2$, $n = 2$, $p = 2$, $m = 2$ i unormowaniu funkcji (2.3.28) do jedynki oraz po przemnożeniu jej prawej strony przez $V_{\max}$, uzyskujemy na przykład równanie pozwalające na komputerową symulację profilu przepływu powietrza w kanale, za jego zagięciem. Obraz takiego profilu przedstawiono na rys. 2.3.9.

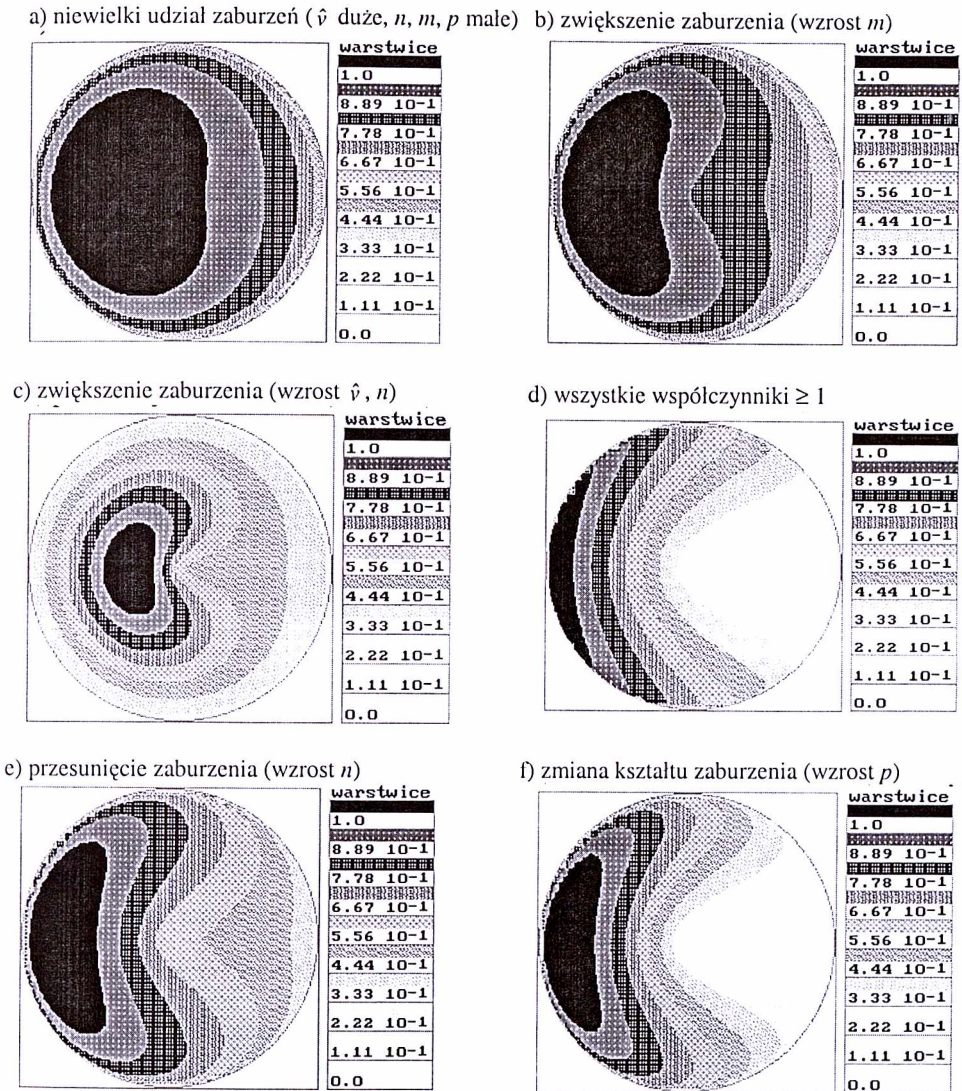


Rys. 2.3.9. Symulacja zaburzonego profilu przepływu gazu w osiowo-symetrycznym kanale za zagięciem [2.20]

Fig. 2.3.9. Simulation of disturbed profile of gas flow in axial-symmetrical channel after bend [2.20]

Za pomocą programu komputerowego ustalono (doświadczalnie) istotne zakresy zmian współczynników kształtujących wielkość i rodzaj zaburzenia:

- a) $0 \leq \hat{v} \leq 100$,
- b) $-5 \leq n < 0$ i $0 < n \leq 100$,
- c) $0,001 \leq m \leq 10$,
- d) $-10 \leq p < 0$ i $0 < p < 100$.



Rys. 2.3.10. Możliwości kształtowania zaburzeń przepływu ośrodka w kanale osiowo-symetrycznym za pomocą wzoru (2.3.28)

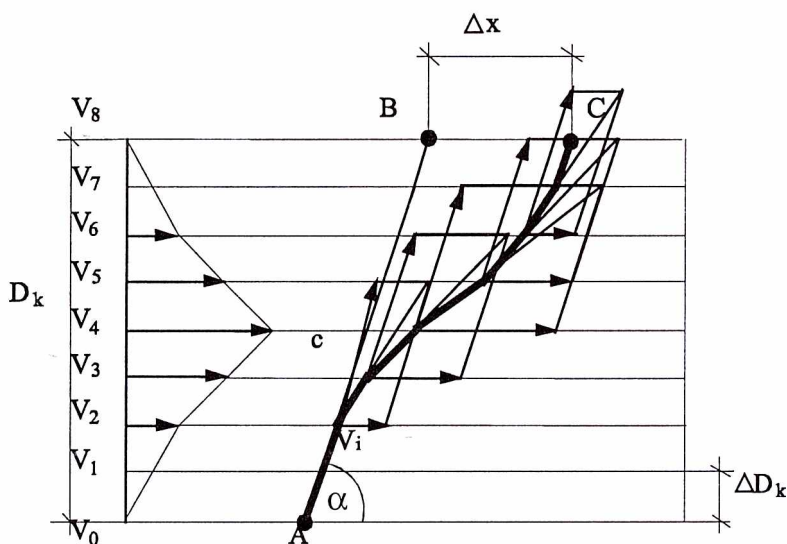
Fig. 2.3.10. Possibility of disturbing gas flow in axial-symmetrical channel using equation (2.3.28)

Należy zauważyć, że pierwszy składnik wzoru (2.3.28) odpowiada za kształtowanie przepływu niezaburzonego (współczynniki $\hat{v}$, n), natomiast wartość drugiego składnika decyduje głównie o wielkości, kształcie i kierunku zaburzenia (współczynniki m , p). Na rysunku 2.3.10 przedstawiono możliwości kształtowania zaburzeń

przepływu ośrodka w kanale osiowo-symetrycznym uzyskane za pomocą modelu komputerowego, z wykorzystaniem wzoru (2.3.28) i odpowiednich kombinacji wartości współczynników $\hat{v}$, n , p , m .

Przesunięcie wiązki

Promienie wiązki ultradźwiękowej w przepływającym ośrodku ulegają odkształceniom (przesunięciom), wskutek czego transformują się z prostoliniowych w krzywoliniowe [2.6, 2.36]. Tory poszczególnych promieni można wyznaczyć posługując się geometryczną teorią pola akustycznego, jak to pokazano na rys. 2.3.11. (Uwaga: przedstawiony kształt profilu prędkości wynika z potrzeby lepszego zobrazowania geometrycznej metody obliczeń).



Rys. 2.3.11. Sposób wyznaczania drogi jednego z promieni wiązki ultradźwiękowej odchylonego wskutek przepływu ośrodka gazowego ($N_w = 5$) [2.20]

Fig. 2.3.11. Means of determining the way of one of ultrasonic beam radiuses, deviated by flow of gas medium ($N_w = 5$) [2.20]

Pole przekroju wnętrza kanału osiowo-symetrycznego podzielono na N_w współśrodkowych warstw osiowo-symetrycznych (pierścieni). Najmniejszy pierścień jest punktem położonym w osi kanału. Obowiązuje założenie, że w całej pojedynczej warstwie oraz na jej brzegach, prędkość przepływu ośrodka ma stałą wartość. Struktura warstwowa powoduje, że średnica wnętrza kanału zostaje podzielona na $N = 2N_w - 2$ odcinków (rys. 2.3.11). Każdemu z odcinków można przyporządkować prędkość przepływu ośrodka V_i (gdzie $i = 0, 1, 2, \dots, N$), obliczoną ze wzoru (2.3.27) dla osiowo-symetrycznego profilu przepływu. W przypadku profilu zaburzonego, który nie wykazuje symetrii osiowej (wzór (2.3.28)), dokonuje się bezpośrednio podziału śred-

nicy wewnętrznej kanału na N odcinków. Podział taki jest uzasadniony, ponieważ w każdym przypadku rozpatrujemy tylko promienie wiązki ultradźwiękowej przechodzące przez oś symetrii kanału. Oznaczając rozmiar odcinka jako ΔD_k , można obliczyć długość promienia po odchyleniu od punktu A do C:

$$L = \sum_{i=0}^N \frac{\sqrt{V_i + c^2 + 2V_i c \cos \alpha}}{c \sin \alpha} \Delta D_k. \quad (2.3.29)$$

Czas przejścia fali ultradźwiękowej po tej drodze jest taki sam jak czas przejścia po prostej od punktu A do punktu B ze stałą prędkością c i można go wyznaczyć ze wzoru:

$$t = \frac{D_k}{c \sin \alpha}. \quad (2.3.30)$$

Przesunięcie promienia Δx (odcinek BC na rys. 2.3.9) można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta x = \sum_{i=0}^N \sqrt{\Delta L_i^2 - \Delta D_k^2} - D_k \left| \operatorname{ctg} \alpha \right|, \quad (2.3.31)$$

gdzie ΔL_i oznacza odchyloną drogę promienia w i -tej warstwie, która wyraża się wzorem:

$$\Delta L_i = \frac{\sqrt{V_i + c^2 + 2V_i c \cos \alpha}}{c \sin \alpha} \Delta D_k. \quad (2.3.32)$$

Powyższe algorytmy wykorzystano w komputerowym modelu łącza ultradźwiękowego z uwzględnieniem przepływu ośrodka gazowego.

Zniekształcenie charakterystyki kierunkowości

Jeśli w punkcie A (rys. 2.3.11) umieścimy źródło ultradźwiękowe i wyznaczymy kształt wszystkich promieni wiązki ultradźwiękowej promieniowanej w kierunku punktu B pod kątem α z uwzględnieniem przepływu ośrodka, to charakterystyka kierunkowości ulegnie deformacji. Zniekształcona w wyniku przepływu ośrodka charakterystyka kierunkowości źródła przestaje być osiowo-symetryczna; wielkość zniekształcenia zależy od odległości od źródła mierzonej prostoliniowo. Jednym ze sposobów unormowania charakterystyki kierunkowości w celu wizualnego oszacowania zmiany ciśnienia akustycznego w punkcie odbioru B jest przyjęcie długości krzywej AC jako normy równej jedności. Znalezienie krzywoliniowego promienia wiązki łączącego punkt A i B polega na znalezieniu takiego prostoliniowego promienia wiązki przed przesunięciem, aby po przesunięciu otrzymać $\Delta x = 0$ (wzór (2.3.31)). Spadek ciśnienia wyznaczony dla takiego prostoliniowego promienia z charakterystyki kierunkowości źródła określać będzie wówczas faktyczną zmianę ciśnienia w punkcie odbioru B.

Przedstawiony tu sposób postępowania zastosowano w modelu komputerowym, posługując się przedstawioną wyżej zależnością na wyznaczanie charakterystyki kierunkowości źródła.

Wyznaczanie średniej prędkości przepływu ośrodka

W modelu komputerowym uwzględniono możliwość wyznaczania średniej prędkości przepływu na podstawie obliczanego czasu przejścia po drodze od przetwornika nadawczego do odbiorczego. Dla pomiaru prędkości przepływu cieczy z wykorzystaniem metod ultradźwiękowych, przyjmuje się zwykle założenie, że odchylenie wiązki ultradźwiękowej spowodowane przepływem cieczy jest znikome [2.6]. Założenie takie jest na ogół słuszne, ponieważ średnia prędkość przepływu cieczy jest zwykle dużo mniejsza od prędkości propagacji fali ultradźwiękowej w takim ośrodku. Przyjmując takie założenie, można wyprowadzić zależności, pozwalające na wyznaczanie średniej prędkości przepływu ośrodka poprzez pomiar czasów przejścia w kierunku od nadajnika do odbiornika oraz w kierunku przeciwnym. Przy poczynionym wyżej założeniu można posłużyć się rzutowaniem wypadkowego wektora prędkości propagacji fali ultradźwiękowej z uwzględnieniem przepływu c_w na prostą przechodzącą przez środek pola powierzchni przetworników, jak to pokazano na rys. 2.3.12. Wówczas czas przejścia od nadajnika do odbiornika można wyznaczyć z zależności:

$$t_1 = \frac{D_k}{(c + V_{sr} \cos \alpha) \sin \alpha}, \quad (2.3.33)$$

a czas przejścia w kierunku przeciwnym z zależności:

$$t_2 = \frac{D_k}{(c - V_{sr} \cos \alpha) \sin \alpha}. \quad (2.3.34)$$

W obydwu wzorach (2.3.33) i (2.3.34) V_{sr} oznacza średnią prędkość przepływu ośrodka w kanale. Po doprowadzeniu obydwu zależności do postaci:

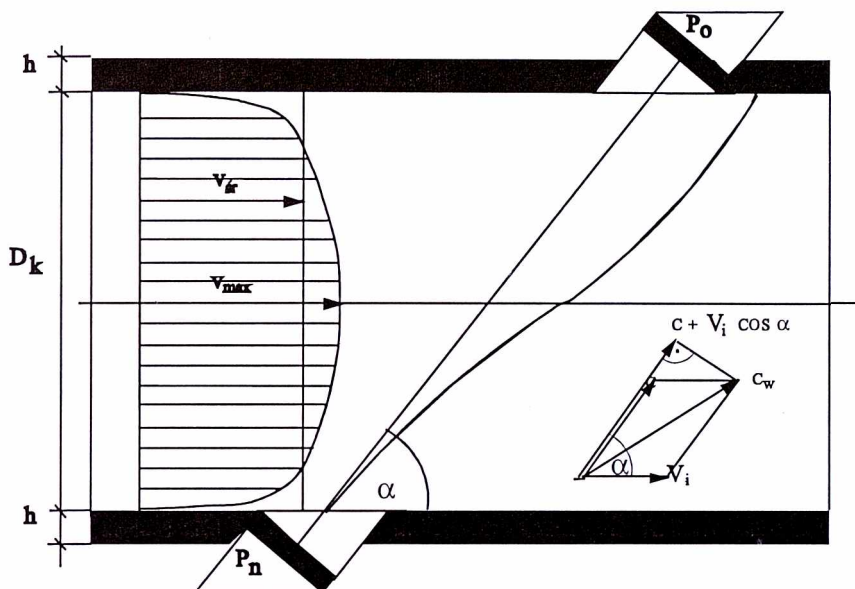
$$c + V_{sr} \cos \alpha = \frac{D_k}{t_1 \sin \alpha}, \quad (2.3.35)$$

$$c - V_{sr} \cos \alpha = \frac{D_k}{t_2 \sin \alpha}, \quad (2.3.36)$$

i odjęciu ich stronami, uzyskujemy zależność na średnią prędkość przepływu ośrodka:

$$V_{sr} = \frac{t_2 - t_1}{t_1 t_2} \frac{D_k}{2 \sin \alpha \cos \alpha} \quad \text{dla} \quad \alpha \neq 90^\circ. \quad (2.3.37)$$

Wzoru (2.3.37) używa się przede wszystkim do określenia średniej prędkości przepływu ośrodka w ultradźwiękowych pomiarach prędkości przepływu.



Rys. 2.3.12. Sposób rzutowania wypadkowej prędkości fali ultradźwiękowej na prostą łączącą środki powierzchni przetworników ultradźwiękowych przy pomiarze V_{sr} w kanale osiowo-symetrycznym [2.21]
 Fig. 2.3.12. Procedure of projecting the resultant ultrasonic wave velocity on to the line connecting centers of ultrasonic transducers' surfaces in measurement of V_{sr} in axial-symmetrical channel [2.21]

Zależność (2.3.37) nie uwzględnia odległości w króćcach (w których umieszczone są przetworniki), gdzie prędkość przepływu ośrodka jest znikoma. Należy jednak zaznaczyć, że objętość wnętrza króćca ma duży wpływ na powstawanie zawirowań i turbulencji, toteż V_{sr} wyznaczone za pomocą zależności (2.3.37) będzie wartością zaniżoną. Dokładniejszą zależność można skonstruować, uwzględniając we wzorach (2.3.33) i (2.3.34) odległości w króćcach jako $h/\sin\alpha$ i posługując się różnicą czasów $\Delta t = t_2 - t_1$. Otrzymano w ten sposób nowy wzór na średnią prędkość przepływu ośrodka, który jest niezależny od długości króćców:

$$V_{sr} = \frac{D_k - \sqrt{D_k^2 + \Delta t^2 c^2 \sin^2 \alpha}}{\Delta t \cos \alpha \sin \alpha} \quad \text{dla} \quad \alpha \neq 90^\circ. \quad (2.3.38)$$

W modelu komputerowym wykorzystano obydwie zależności: (2.3.37) i (2.3.38).

Możliwości obliczeniowe modelu łączą w warunkach przepływu ośrodka

Komputerowy model łączą ultradźwiękowego z uwzględnieniem przepływu umożliwia zadawanie niezaburzonego i zaburzonego profilu przepływu ośrodka gazowego oraz graficzne wyznaczanie charakterystyki kierunkowości przetwornika nadawczego umieszczonego w króćcu i promieniującego fale ultradźwiękową do osiowo-symetrycznego kanału pod zadanym kątem α względem osi kanału. W kanale

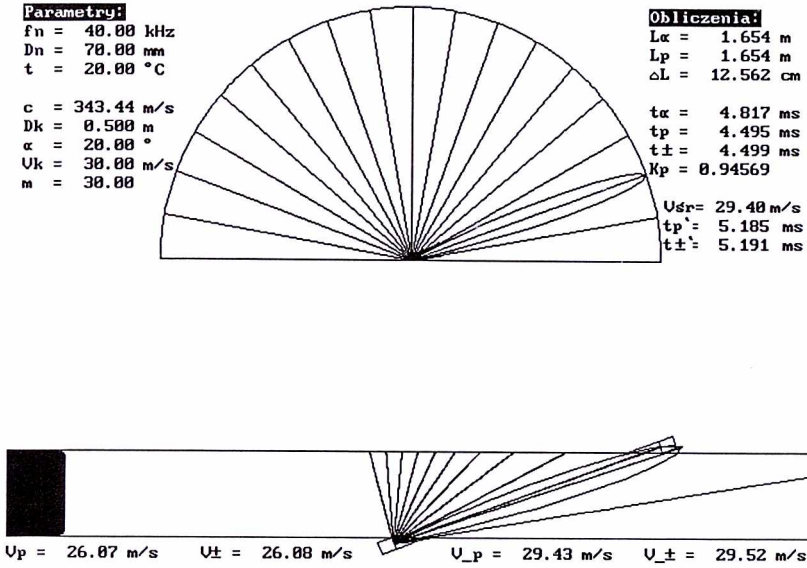
założony jest określony wcześniej profil przepływu gazu. Ponadto, w każdym przypadku, dla zadanych parametrów kanału (średnica kanału D_k), ośrodka gazowego (temperatura t), przepływu (maksymalna prędkość przepływu V_k , współczynnik wygładzenia m) oraz parametrów przetworników ultradźwiękowych (częstotliwość pracy przetworników f_n , średnica przetworników D_n) wyznaczone mogą być następujące wielkości:

- a) c – prędkość dźwięku w ośrodku gazowym,
- b) L_α – odległość pomiędzy przetwornikami,
- c) L_p – długość drogi fali ultradźwiękowej od środka przetwornika nadawczego do odbiorczego liczonej po krzywiźnie odpowiedniego promienia,
- d) ΔL – przesunięcie promienia centralnego wiązki (w osi charakterystyki kierunkowości) wskutek przepływu ośrodka,
- e) t_α – czas przejścia fali ultradźwiękowej od przetwornika nadawczego do odbiorczego w warunkach bez przepływu ośrodka,
- f) t_p – czas przejścia fali ultradźwiękowej od przetwornika nadawczego do odbiorczego w warunkach przepływu na drodze L_p ,
- g) $t_\pm$ – przybliżony czas przejścia fali ultradźwiękowej od przetwornika nadawczego do odbiorczego w warunkach przepływu liczony na drodze L_α z rzutów wypadkowych prędkości fali ultradźwiękowej na kierunek L_α ,
- h) K_p – spadek ciśnienia akustycznego na promieniu docierającym do odbiornika, z uwzględnieniem przepływu,
- i) V_{sr} – średnia prędkość przepływu ośrodka w kanale obliczana przez uśrednienie profilu przepływu,
- j) t_p' – czas przejścia jak w przypadku f), lecz w kierunku przeciwnym,
- k) $t_\pm'$ – czas przejścia jak w przypadku g), lecz w kierunku przeciwnym,
- l) V_p – średnia prędkość przepływu liczona według zależności (2.3.37) na podstawie czasów t_p i t_p' ,
- m) $V_\pm$ – średnia prędkość przepływu liczona według zależności (2.3.37) na podstawie czasów $t_\pm$ i $t_\pm'$,
- n) V_{-p} – średnia prędkość przepływu liczona według zależności (2.3.38) na podstawie czasów t_p i t_p' ,
- o) $V_{-\pm}$ – średnia prędkość przepływu liczona według zależności (2.3.38) na podstawie czasów $t_\pm$ i $t_\pm'$,

W modelu komputerowym V_{sr} liczona jest na podstawie zadanego profilu przepływu ośrodka:

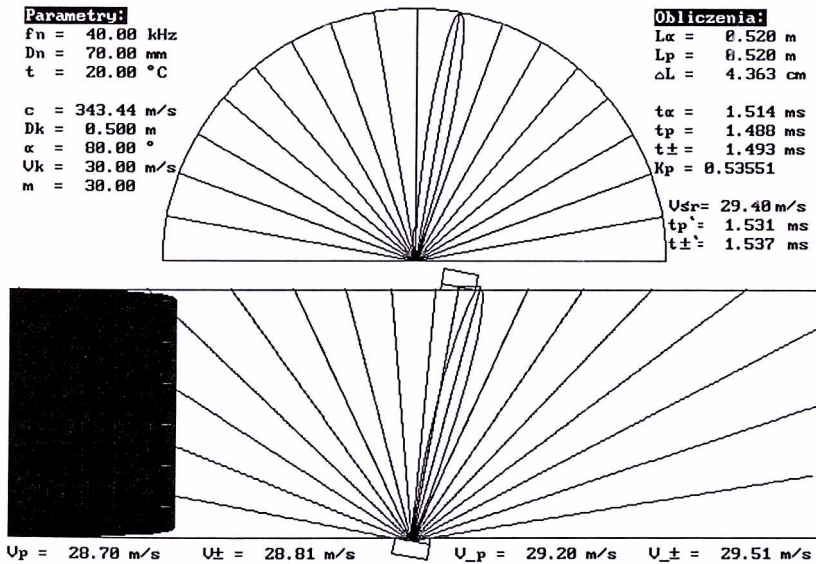
$$V_{sr} = \sum_{i=0}^N \frac{V_i}{N+1}. \quad (2.3.39)$$

Przykładowe wydruki z programu przedstawiono na rys. 2.3.13, 2.3.14 oraz 2.3.15.



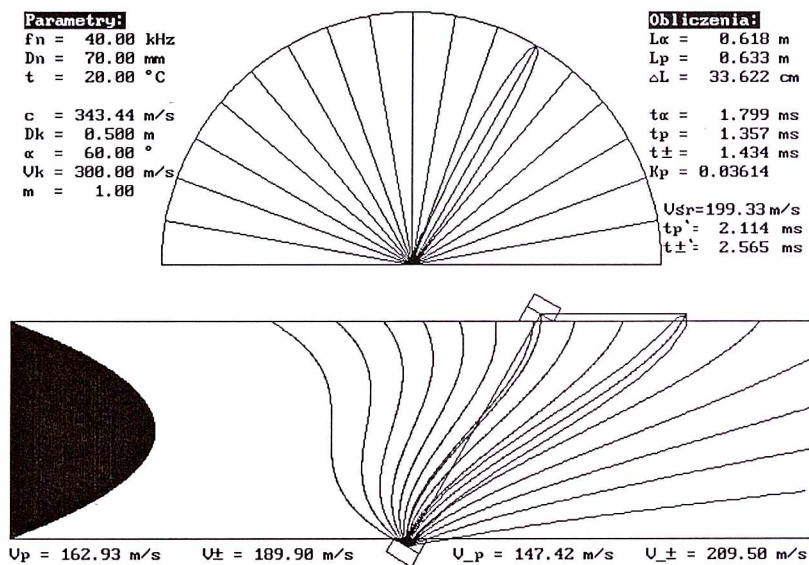
Rys. 2.3.13. Wydruk z modelu komputerowego łącza ($V_k = 30$ m/s, $\alpha = 20^\circ$)

Fig. 2.3.13. Printout from link computer model ($V_k = 30$ m/s, $\alpha = 20^\circ$)



Rys. 2.3.14. Wydruk z modelu komputerowego łącza ($V_k = 30$ m/s, $\alpha = 80^\circ$) [2.20]

Fig. 2.3.14. Printout from link computer model ($V_k = 30$ m/s, $\alpha = 80^\circ$) [2.20]



Rys. 2.3.15. Wydruk z modelu komputerowego łącza ($V_k = 300$ m/s, $\alpha = 60^\circ$) [2.20]

Fig. 2.3.15. Printout from link computer model ($V_k = 300$ m/s, $\alpha = 60^\circ$) [2.20]

Na rysunku 2.3.15 przedstawiono przesunięcie wiązki dla prędkości przepływu bardzo trudnego do osiągnięcia w rzeczywistym kanale ze względu na wartość prędkości $V_k = 300$ m/s, jednak dopiero dla tak dużej prędkości można dokładnie zaobserwować krzywiznę promieni wiązki ultradźwiękowej i sposób zniekształcania charakterystyki kierunkowości (profil przepływu na rys. 2.3.15 ma jedynie charakter pogładowy).

W warunkach średnich i dużych prędkości przepływu (powyżej kilku m/s) znacznemu zniekształceniu ulegają sygnały ultradźwiękowe przechodzące przez kanał. Wyniki pomiarów takich sygnałów przy różnych prędkościach przepływu zostały szerzej przedstawione w pracach [2.2, 2.15, 2.22]; niektóre z nich zostaną przedstawione w rozdziale 8.5.

Jak już wspomniano wcześniej, zagadnienie przepływu ośrodka gazowego zostało w pracy ograniczone do przepływu w kanale osiowo-symetrycznym. W warunkach wolnej przestrzeni pojęcie profilu przepływu nabiera innego znaczenia. Większość parametrów przepływu ma charakter stochastyczny, prędkość dźwięku zmienia się wraz z wysokością. Matematyczny opis zjawisk jest znacznie bardziej złożony. Istnieje obszerna literatura dotycząca tego problemu, w której jednak są rozwiązywane jedynie zagadnienia cząstkowe (np. [2.7, 2.8, 2.25, 2.28, 2.30, 2.43, 2.49]). Próbę kompleksowego opisu zjawisk zachodzących w wolnej przestrzeni podejmuje stosunkowo niewielu autorów (np. [2.26, 2.48]).

3. DOPASOWANIE IMPEDANCJI AKUSTYCZNEJ ŹRÓDEŁ ULTRADŹWIĘKOWYCH DO IMPEDANCJI AKUSTYCZNEJ OŚRODKA GAZOWEGO

Źródłem fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym są zazwyczaj elementy i układy drgające, pobudzone do drgań bezpośrednio za pomocą zmiennego pola elektrycznego lub magnetycznego, lub za pomocą przetworników wykonanych z materiałów elektromechanicznie aktywnych. Rzadziej stosowane są tzw. źródła przepływowe, których wspólną cechą jest ciągły przepływ ośrodka (gazu lub cieczy) wypełniającego nadźwiękawianą przestrzeń [3.1, 3.5, 3.6, 3.7, 3.8, 3.34]. W przetwornikach typu przepływowego dokonuje się zamiana energii mechanicznej na akustyczną bez udziału energii elektrycznej lub magnetycznej. Przetworniki takie są przetwornikami nieodwracalnymi – mogą pracować jedynie jako generatory lub nadajniki fal ultradźwiękowych (np. piszczałka Galtona, generator Hartmanna, syreny ultradźwiękowe). Pozwalają one na uzyskiwanie stosunkowo dużych natężeń ultradźwięków, jednak ze względu na ich niewielkie znaczenie w nauce i technice – nie będą tu szerzej omawiane.

Najczęściej stosowanymi źródłami fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym są szeroko rozumiane przetworniki elektromechaniczne zbudowane z materiałów elektromechanicznie aktywnych.

Zasadniczym problemem występującym podczas promieniowania energii ultradźwiękowej do ośrodka gazowego jest silne niedopasowanie impedancji akustycznych przetworników do impedancji ośrodka gazowego. Impedancja akustyczna elementu drgającego jest zwykle o kilka rzędów większa od impedancji akustycznej ośrodka gazowego, np. impedancja akustyczna powietrza jest o 5 rzędów wielkości mniejsza od impedancji akustycznej niemal wszystkich ceramiek piezoelektrycznych, co wynika z wzoru na współczynnik transmisji energii [3.32]:

$$T = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2}, \quad (3.1.1)$$

w którym: Z_1 , Z_2 – impedancja akustyczna odpowiednio piezoceramiki i powietrza.

Poprawę dopasowania impedancji akustycznej przetwornika ultradźwiękowego do impedancji akustycznej ośrodka gazowego można uzyskać przez:

- zwiększenie powierzchni promieniującej przetwornika,

– zastosowanie warstw dopasowujących między przetwornikiem a ośrodkiem gazowym.

Obie metody mają pewne ograniczenia wynikające z zakresu stosowanych częstotliwości. Zwiększenie powierzchni promieniującej, realizowane zwykle przez zaopatrzenie przetwornika w odpowiednio pobudzaną do drgań płytę promieniującą, można stosować do przetworników pracujących w zakresie niższych częstotliwości ultradźwiękowych (praktycznie do 100 kHz [3.14, 3.15]), natomiast stosowanie warstw dopasowujących dotyczy przede wszystkim przetworników pracujących w zakresie wyższych częstotliwości ultradźwiękowych.

3.1. OSIOWO-SYMETRYCZNA PŁYTA PROMIENIUJĄCA

3.1.1. KRZYWA DYNAMICZNA DRGAŃ PŁYTY

Ze względu na sposób mocowania i pobudzenia do drgań najkorzystniejsze jest stosowanie płyty osiowo-symetrycznej pobudzanej w osi do drgań giętnych, które charakteryzują się stosunkowo niską częstotliwością rezonansową.

Każdy pojedynczy element powierzchni płyty drga w taki sposób, że amplituda jego wychylenia w zmienia się w czasie zgodnie zależnością [3.31]:

$$w = W_n(r) \sin(\omega t), \quad (3.1.2)$$

w której $W_n(r)$ jest maksymalną wartością amplitudy wychylenia.

Krzywa dynamiczna drgań giętnych $W_n(r)$ płyty osiowo-symetrycznej zależy od położenia punktu powierzchni płyty względem jej promienia oraz od liczby okręgów węzłowych n [3.2]:

$$W_n(r) = J_0(\alpha_n r) + B_n I_0(\beta_n r), \quad (3.1.3)$$

gdzie: J_0 – funkcja Bessela pierwszego rodzaju, rzędu zerowego,

I_0 – zmodyfikowana funkcja Bessela pierwszego rodzaju, rzędu zerowego,

α_n, β_n, B_n – współczynniki nieznane, przy czym $\alpha_n > 0$ i $\beta_n > 0$.

Aby obliczyć promienie n -okręgów węzłowych jak również częstotliwości drgań płyty osiowo-symetrycznej, należy rozwiązać układ n -równań $W_n(R_i) = 0$, gdzie R_i są kolejnymi promieniami okręgów węzłowych płyty dla $i = 1, 2, \dots, n$. Ze względu na dużą liczbę niewiadomych, konieczne jest określenie warunków granicznych dla drgań giętnych płyty.

3.1.2. WARUNKI GRANICZNE

Korzystając z metody Rayleigha [3.44] można sformułować następujące warunki graniczne drgań giętnych płyty osiowo-symetrycznej [3.2, 3.31]:

a) maksymalna wartość energii kinetycznej płyty $E_{k\max}$ jest równa maksymalnej wartości jej energii potencjalnej $E_{p\max}$, przy czym:

$$E_{k\max} = 4\pi^3 f_n^2 \int_0^R \rho h(r) W_n^2(r) r dr, \quad (3.1.4)$$

$$E_{p\max} = \frac{\pi E}{12(1-\sigma^2)} \int_0^R h^3(r) \left[\left(W_n''(r) + \frac{1}{r} W_n'(r) \right)^2 - 2(1-\sigma) W_n''(r) \frac{1}{r} W_n'(r) \right] r dr, \quad (3.1.5)$$

gdzie: ρ – gęstość materiału płyty,
 E – moduł sprężystości materiału płyty,
 σ – stała Poissona dla materiału płyty,
 $h(r)$ – grubość płyty w funkcji promienia,

$$W_n'(r) = \frac{\partial W_n(r)}{\partial r},$$

$$W_n''(r) = \frac{\partial^2 W_n(r)}{\partial r^2};$$

b) moment gnący M_r i siła ścinająca Q_r dla swobodnej krawędzi płyty są równe zeru:

$$(M_r)_{r=R} = -\frac{Eh^3(r)}{12(1-\sigma^2)} \left[W_n''(r) + \frac{\sigma}{r} W_n'(r) \right]_{r=R} = 0, \quad (3.1.6)$$

$$(Q_r)_{r=R} = \frac{Eh^3(r)}{12(1-\sigma^2)} \frac{\partial}{\partial r} \left[W_n''(r) + \frac{1}{r} W_n'(r) \right]_{r=R} = 0, \quad (3.1.7)$$

gdzie R – promień płyty;

c) całkowity pęd płyty musi być równy zeru:

$$\int_0^R \rho h(r) W_n(r) r dr = 0. \quad (3.1.8)$$

Ośrodek, w którym znajduje się drgająca płyta, wywiera wpływ na płytę. Wpływ ten zależy od fizycznych właściwości ośrodka, rodzaju drgań oraz rodzaju płyty. Może być on uwzględniany w równaniu ruchu płyty, jednak ze względu na złożoność problemu nie jest możliwe ściśle rozwiązanie takiego równania. Dynamiczne obciążenie ośrodkiem, ze względu na małe wartości wychyleń powierzchni płyty, ma jednak niewielki wpływ na krzywą wychYLENIA; będzie on tym mniejszy, im mniejsza jest bezwładność ośrodka obciążającego. Równanie (3.1.8) można zmodyfikować wpro-

wadząc w miejsce gęstości ρ funkcję $\rho(r)$ reprezentującą gęstość materiału płyty z uwzględnieniem bezwładności ośrodka. Funkcja $\rho(r)$ ma zasadniczy wpływ na wielkość energii przekazywanej do ośrodka. Całkowita gęstość elementu drgającego wynosi więc $\rho(r) = \rho_{\text{płyty}} + \rho_i(r)$, gdzie $\rho_i(r)$ jest gęstością elementu płyty o powierzchni dS . Impedancja promieniowania jednej elementarnej powierzchni płyty może być określona jako stosunek siły wywieranej przez ten element na ośrodek, do prędkości tego elementu. Gęstość $\rho(r)$ jest więc związana z bezwładnością środowiska – od niej zależy wielkość energii wypromieniowanej do ośrodka. Ze względu na małą gęstość ośrodka gazowego w stosunku do gęstości materiału płyty drgającej, obciążenie dynamiczne ośrodka gazowego ma niewielki (pomijalny) wpływ na kształt krzywej wychYLENIA płyty, a tym samym na częstotliwość rezonansową drgań płyty. Wyniki pomiarów dla płyty zanurzonej w wodzie przedstawione w pracy [3.36] wskazują, że dwustronne obciążenie płyty wodą (której gęstość jest kilka rzędów większa od powietrza) obniża częstotliwość drgań o około 15% w stosunku do obciążenia jednostronnego.

Po wprowadzeniu wyrażenia na krzywą dynamiczną drgań (3.1.3) do wzorów (3.1.6) i (3.1.7) i obliczając pochodne w równaniach (3.1.6) i (3.1.7), otrzymujemy następujące zależności [3.39]:

$$\frac{4\alpha_n^2}{r} J_2(\alpha_n r) - \alpha_n^3 J_3(\alpha_n r) + \frac{4B_n}{r} \beta_n^2 I_2(\beta_n r) + B_n \beta_n^3 I_3(\beta_n r) = 0, \quad (3.1.9)$$

$$-(1+\sigma) \frac{\alpha_n}{r} J_1(\alpha_n r) + \alpha_n^2 J_2(\alpha_n r) + (1+\sigma) \frac{B_n \beta_n}{r} I_1(\beta_n r) + B_n \beta_n^2 I_2(\beta_n r) = 0, \quad (3.1.10)$$

w których: J_1, J_2, J_3 – funkcje Bessela pierwszego rodzaju, rzędu odpowiednio 1, 2, 3,
 I_1, I_2, I_3 – zmodyfikowane funkcje Bessela pierwszego rodzaju, rzędu odpowiednio 1, 2, 3.

Funkcje Bessela zawarte w równaniach (3.1.9) i (3.1.10) można przedstawić jako całki [3.35]:

$$J_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(n\theta - z \sin \theta) d\theta, \quad (3.1.11)$$

$$I_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{z \cos \theta} \cos(n\theta) d\theta, \quad (3.1.12)$$

gdzie n – rząd funkcji.

Warunek (3.1.8) można rozwinąć do postaci:

$$\int_0^R \rho h(r) [J_0(\alpha_n r) + B_n I_0(\beta_n r)] r dr = 0, \quad (3.1.13)$$

natomiast równość energii kinetycznej i potencjalnej $E_{k\max} = E_{p\max}$, można przedstawić jako:

$$4\pi^3 f_n^2 \rho \int_0^R h(r) r W_n^2(r) dr - \frac{\pi E}{12(1-\sigma^2)} \int_0^R h^3(r) \cdot [r(B_n \beta_n^2 I_0(\beta_n r) - \alpha_n^2 J_0(\alpha_n r))^2 + 2(\sigma-1)W_n''(r)W_n'(r)] dr = 0. \quad (3.1.14)$$

Współczynniki α_n , β_n , B_n , i f_n są nieznane, nieznane jest również miejsce występowania węzłów drgań R_i ($i = 1, 2, \dots, n$), które można definiować jako zera funkcji $W_n(r)$ w przedziale $\{0, R\}$: $W_n(R_i) = 0$, $R_i \leq R$ ($i = 1, 2, \dots, n$). Wielkości znane to: ρ , E , δ , h , R , n .

3.1.3. ALGORYTM OBLICZENIOWY

Schemat obliczeń płaskiej płyty osiowo-symetrycznej o założonej stałej grubości H , przeznaczonej do pracy w powietrzu, przedstawiono na rys. 3.1.1.

Jak wynika z przeprowadzonych obliczeń, istotny wpływ na ich dokładność mają współczynniki α_n , β_n . Wartości tych współczynników można wyznaczyć po przekształceniu równań (3.1.9) i (3.1.10) korzystając ze wzorów rekurencyjnych dla funkcji Bessela do postaci [3.39]:

$$K_1 + B_n \beta_n^3 I_1(\beta_n r) = 0, \quad (3.1.15)$$

$$K_2 + B_n \beta_n \left[\frac{\sigma-1}{r} I_1(\beta_n r) + \beta_n I_0(\beta_n r) \right] = 0, \quad (3.1.16)$$

przy czym

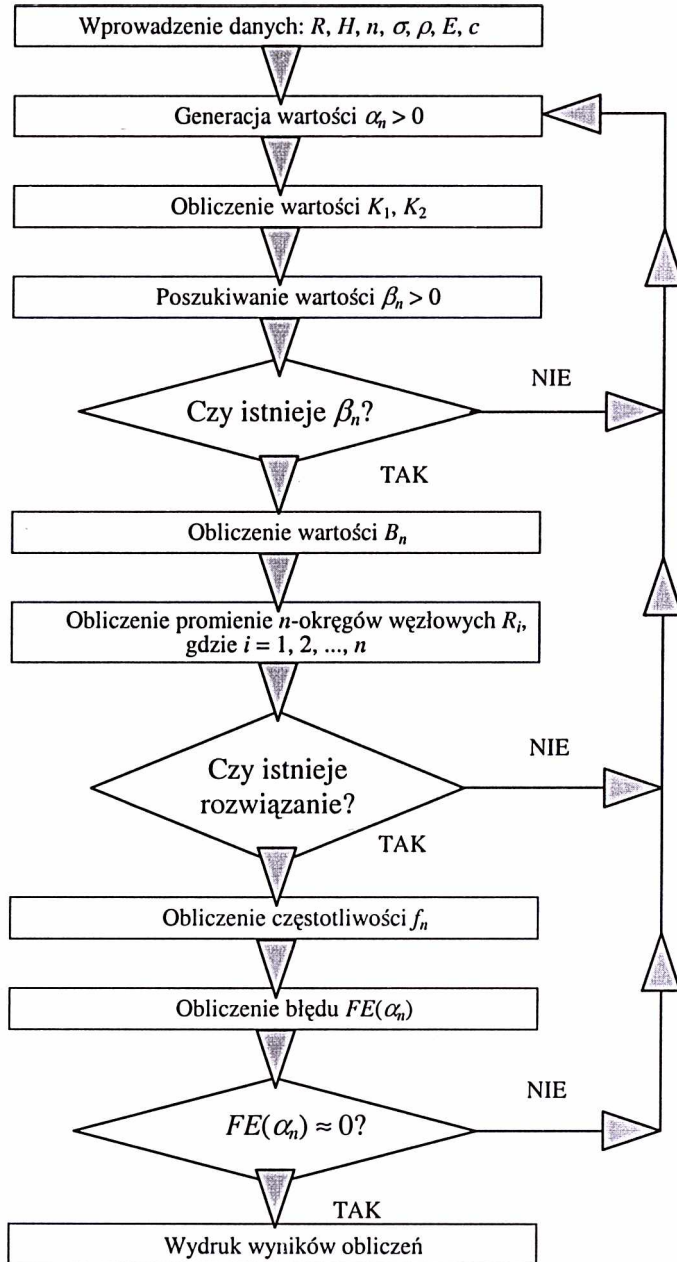
$$K_1 = \alpha_n^3 J_1(\alpha_n r), \quad (3.1.17)$$

$$K_2 = \frac{(1-\sigma)}{r} J_1(\alpha_n r) - \alpha_n^2 J_0(\alpha_n r). \quad (3.1.18)$$

Korzystając z równań (3.1.9), (3.1.17) i (3.1.18) można wyprowadzić równanie:

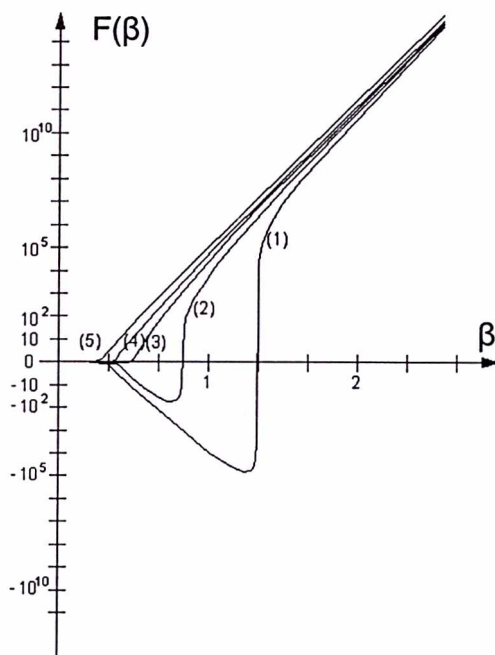
$$F(\beta_n) = K_2 \beta_n^2 I_1(\beta_n r) - K_1 \beta_n I_0(\beta_n r) + \frac{1-\sigma}{r} K_1 I_1(\beta_n r) = 0, \quad (3.1.19)$$

z którego dla danych wartości α_n można wyznaczyć wartość współczynnika β_n .



Rys. 3.1.1. Algorytm obliczeń płyty płaskiej
 Fig. 3.1.1. Algorithm of flat plate calculation

Przykładowe przebiegi funkcji $F(\beta_n)$ z parametrem α_n przedstawiono na rys. 3.1.2.



Rys. 3.1.2. Przykładowe wartości funkcji $F(\beta_n)$.

Numeracja poszczególnych krzywych odpowiada kolejno wartościom $\alpha_{n1} < \alpha_{n2} < \dots < \alpha_{n5}$

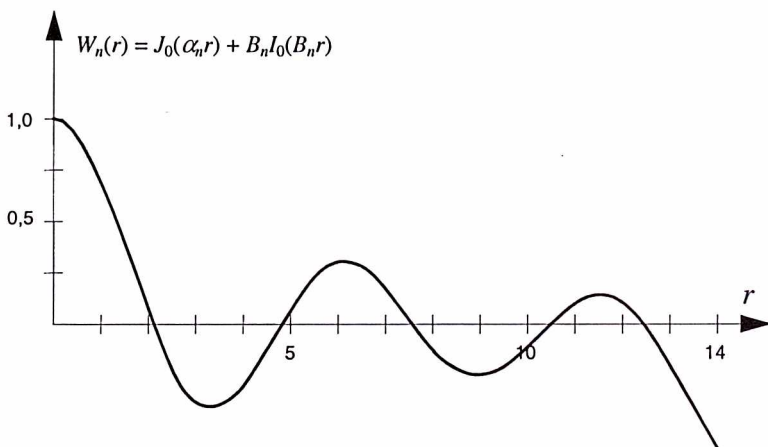
Fig. 3.1.2. Examples of the values of function $F(\beta_n)$.

Enumeration of particular curves corresponds to subsequent values $\alpha_{n1} < \alpha_{n2} < \dots < \alpha_{n5}$

Funkcja $F(\beta_n)$ ma tylko jedno zero. Można je znaleźć, określając iteracyjnie wartości β_n dla $F(\beta_n) < 0$ oraz wartości β_n dla $F(\beta_n) > 0$, a następnie stosując metodę bisekcji [3.45]. Wartość współczynnika B_n można wyznaczyć na podstawie wzorów (3.1.15) i (3.1.16):

$$B_n \beta_n = \frac{-K_1}{\beta_n^2 I_1(\beta_n r)} = \frac{-K_2}{\frac{\sigma-1}{r} I_1(\beta_n r) + \beta_n I_0(\beta_n r)}. \quad (3.1.20)$$

Znając wartości współczynników α_n , β_n i B_n dla zadanej liczby okręgów węzłowych n , można obliczyć ich promienie poprzez znalezienie miejsc zerowych funkcji $W_n(r)$ przedstawionej za pomocą równania (3.1.3). Przykładowy kształt funkcji $W_n(r)$ dla 3 okręgów węzłowych dla płyty o promieniu $R = 9$ cm i grubości $H = 3$ mm przedstawiono na rys. 3.1.3.



Rys. 3.1.3. Przykładowe przebiegi funkcji $W_n(r)$ dla płaskiej płyty osiowo-symetrycznej
Fig. 3.1.3 Examples of the values of function $W_n(r)$ for axial-symmetrical flat plate

Częstotliwość drgań płaskiej płyty osiowo-symetrycznej f_n można obliczyć, korzystając z wzorów (3.1.4) i (3.1.5):

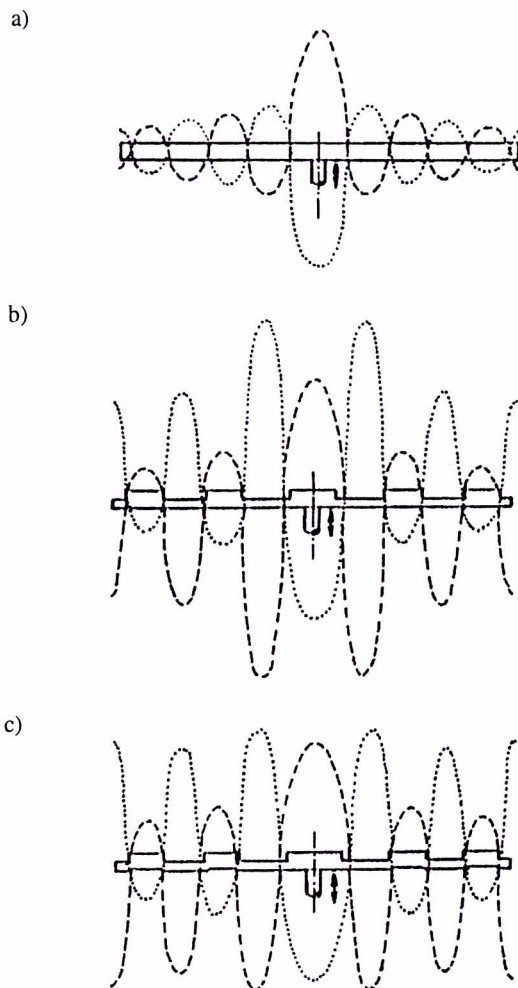
$$f_n^2 = \frac{E}{48\pi^2 \rho(1-\sigma^2)} \frac{\int_0^R H^3 \left[r W_n''^2(r) + \frac{1}{r} W_n'^2(r) + 2\sigma W_n''(r) W_n'(r) \right] dr}{\int_0^R H r W_n^2(r) dr}, \quad (3.1.21)$$

gdzie H – grubość płyty płaskiej.

Dokładność obliczeń można zwiększyć przez wyzerowanie całkowitego liniowego pędu płyty:

$$FE(\alpha_n) = \int_0^R \rho H W_n(r) r dr = 0. \quad (3.1.22)$$

Rozkład drgań wzdłuż promienia płyty reprezentowany przez krzywą dynamiczną drgań giętych $W_n(r)$ przedstawioną na rys. 3.1.3 odbiega od modelu teoretycznego tłka drgającego w nieskończonej odgradzie, gdzie przyjmuje się założenie, że wszystkie punkty na powierzchni tłka drgają z taką samą amplitudą i fazą. Częściowe wyrównanie amplitud w strzałkach drgań można uzyskać stosując płytę profilowaną w taki sposób, aby fazy drgań poszczególnych punktów na powierzchni płyty miały taki sam znak [3.2, 3.3, 3.16]. Na rysunku 3.1.4 przedstawiono rozkład przemieszczeń na powierzchni płyty osiowo-symetrycznej o różnym profilu przekroju.



Rys. 3.1.4. Rozkład przemieszczeń dla drgającej płyty osiowo-symetrycznej:

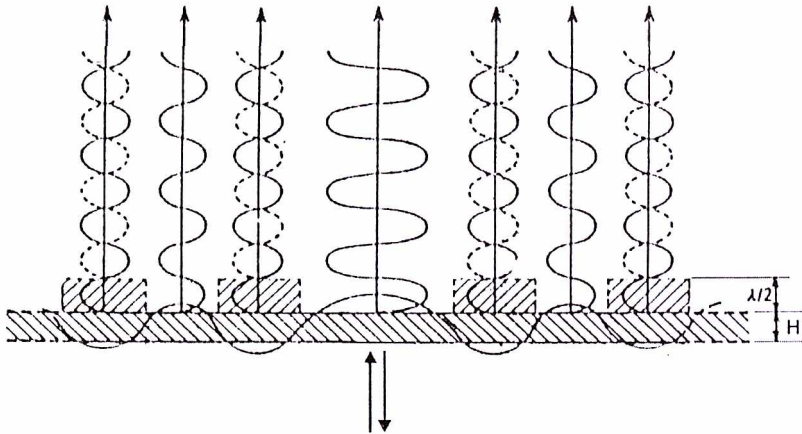
a) płyta płaska, b) płyta o jednostronnie stopniowanej grubości,

c) płyta o dwustronnie stopniowanej grubości [3.16]

Fig. 3.1.4. Distribution of displacements for axial-symmetrical vibrating plates:

a) flat plate, b) one side stepped plate, c) double side stepped plate [3.16]

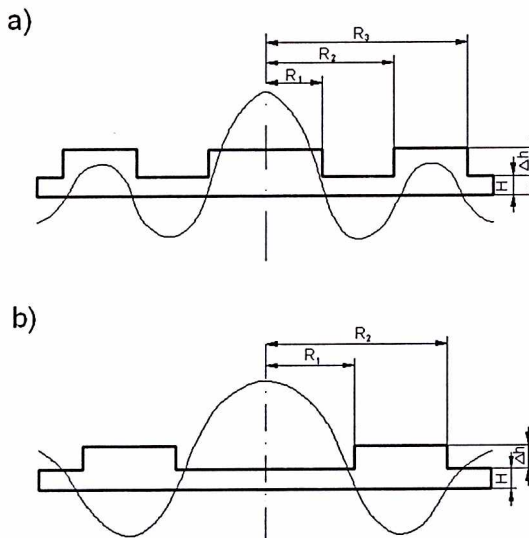
Uzyskanie efektu zgodności faz poszczególnych fragmentów płyty wymaga umieszczenia na powierzchni płyty elementów o grubości $\lambda/2$ na obszarach, na których faza drgań jest przeciwna w stosunku do sąsiedniej; ten sam efekt można uzyskać stosując płytę o profilu stopniowanym. Na rysunku 3.1.5 przedstawiono rozkład drgań giętnych płyty stopniowanej wraz z rozkładem fazy poszczególnych obszarów promieniujących energię do ośrodka [3.2].



Rys. 3.1.5. Sposób promieniowania osiowo-symetrycznej płyty stopniowanej [3.2]

Fig. 3.1.5. Radiation mechanism of axial-symmetrical stepped plate [3.2]

Różnica dróg akustycznych występująca na skutek zmiennej grubości płyty przesuwu fazy dźwięku promieniowanego przez poszczególne sektory. W polu dalekim, fale generowane przez poszczególne sektory płyty docierają do „punktu obserwacji” w fazach w przybliżeniu zgodnych.



Rys. 3.1.6. Sposoby stopniowania płyty osiowo-symetrycznej:

a) obszar centralny wypukły, b) obszar centralny wklęsły

Fig. 3.1.6. The way of stepping axial-symmetrical plate:

a) central convex area, b) central concave area

W przypadku płyty stopniowanej, pewnym problemem staje się obliczenie częstotliwości drgań płyty f_n oraz wartości $FE(\alpha_n)$ z uwagi na fakt, że w równaniach (3.1.21) i (3.1.22) zamiast stałej grubości płyty H , wystąpi funkcja grubości płyty $h(r)$. Na rysunku 3.1.6 przedstawiono dwa sposoby stopniowania powierzchni płyty.

Na przykład dla przypadku a) z rys. 3.1.6, funkcję $h(r)$ można przedstawić następująco:

$$h(r) = \begin{cases} H + \Delta h & \text{dla } 0 \leq r \leq R_1, \\ H & \text{dla } R_1 \leq r \leq R_2, \\ H + \Delta h & \text{dla } R_2 \leq r \leq R_3, \\ H & \text{dla } R_3 \leq r \leq R. \end{cases} \quad (3.1.23)$$

Dla płyty stopniowanej wysokość stopnia określa zależność:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2f_n}, \quad (3.1.24)$$

w której $c = 340$ m/s – prędkość dźwięku w powietrzu.

Po wprowadzeniu do równania (3.1.21) funkcji grubości płyty stopniowanej skokowo, otrzymuje się:

$$f_n^2 = \frac{E}{48\pi^2 \rho(1-\sigma^2)} \frac{\sum_{i=1}^{i=n+1} h_i^3 \int_{R_{i-1}}^{R_i} \left[r W_n''^2(r) + \frac{1}{r} W_n'^2(r) + 2\sigma W_n''(r) W_n'(r) \right] dr}{\sum_{i=1}^{i=n+1} h_i \int_{R_{i-1}}^{R_i} r W_n^2(r) dr}, \quad (3.1.25)$$

gdzie $R_0 = 0$, $R_{n+1} = R$, a $h_i = H + \Delta h$ lub $h_i = H$.

Jeśli sumę wszystkich całek będących parzystymi składnikami sumy w liczniku wzoru (3.1.25) oznaczmy SPL i odpowiednio sumę nieparzystych całek SNL i podobnie dla mianownika wzoru (3.1.25) – SPM i SNM , oraz wszystkim parzystym i nieparzystym całkom przyporządkujemy grubość płyty HP i HN , to uwzględniając (3.1.23) i (3.1.24), wzór (3.1.25) przyjmie postać:

$$\frac{E}{48\pi^2 \rho(1-\sigma^2)} \frac{HN^3 \cdot SNL + HP^3 \cdot SPL}{HN \cdot SNM + HP \cdot SPM} - \left(\frac{c}{2\Delta h} \right)^2 = 0. \quad (3.1.26)$$

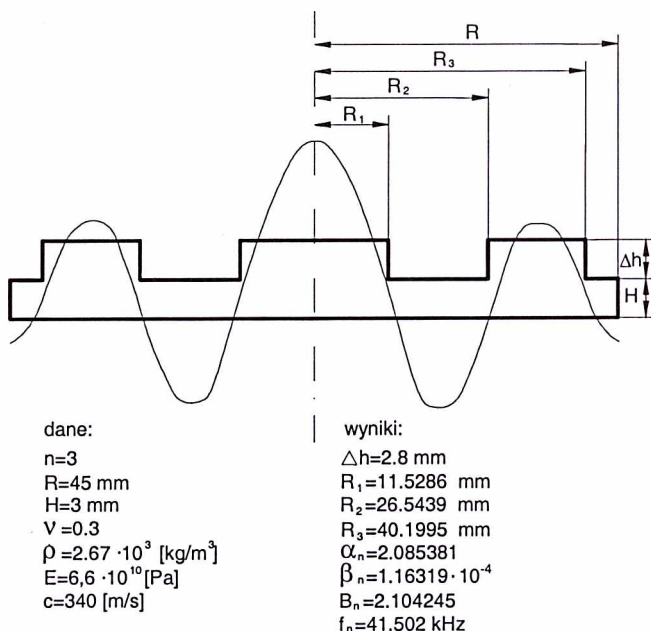
Po zmodyfikowaniu odpowiednio równania (3.1.26) uzyskujemy wielomian piątego stopnia ze względu na Δh . Znajdując zera tego wielomianu dla dodatnich wartości Δh , można obliczyć częstotliwość f_n według równania (3.1.24). Znając Δh , można też obliczyć błąd $FE(\alpha_n)$, postępując tak jak w równaniu (3.1.25):

$$FE(\alpha_n) = \rho \sum_{i=1}^{i=n+1} h_i \int_{R_{i-1}}^{R_i} r W_n(r) dr . \quad (3.1.27)$$

Stopniowanie płyty zmienia jej częstotliwość drgań, natomiast nie wpływa istotnie na rozmieszczenie okręgów węzłowych, dlatego obliczenia promieni tych okręgów dla płyty płaskiej i stopniowanej można przeprowadzać w ten sam sposób.

3.1.4. PRZYKŁADOWE WYNIKI OBLICZEŃ

Na podstawie algorytmu z rysunku 3.1.1 opracowano program komputerowy w języku TURBO PASCAL 6.0, pozwalający zaprojektować płaską osiowo-symetryczną płytę drgającą [3.4]. Program pozwala obliczyć również krzywą dynamiczną drgań giętnych płyty stopniowanej skokowo oraz jej promienie okręgów węzłowych, a także częstotliwości drgań płyty stopniowanej. Dokładność obliczeń związana jest z dokładnością wyznaczania całek reprezentujących funkcje Bessela oraz zer funkcji używanych w algorytmie. Największy wpływ na dokładność obliczeń wartości promieni okręgów węzłowych i częstotliwości ma zerowanie funkcji $FE(\alpha_n)$. Im wartości



Rys. 3.1.7. Obliczony rozkład linii węzłowych dla płyty profilowanej drgającej przy częstotliwości $f = 41,5$ kHz [3.4]

Fig. 3.1.7. Calculated distribution of nodal lines for profiled plate vibrating at frequency $f = 41.5$ kHz [3.4]

$FE(\alpha_n)$ są bliższe zera, tym skok przy generacji wartości α_n jest mniejszy. Zadowalającą dokładność uzyskuje się, jeśli wartość α_n generowana jest z dokładnością 10^{-6} ze względu na minimum bezwzględnej wartości $FE(\alpha_n)$. Program oblicza promienie okręgów węzłowych z dokładnością rzędu 10^{-4} m, a częstotliwość z dokładnością do kilku Hz. Na rysunku 3.1.7 przedstawiono rozkład linii węzłowych dla płyty o trzech węzłach obliczony za pomocą tego programu.

Przedstawiona metoda obliczania płyt na podstawie rozważań analitycznych jest stosunkowo trudna obliczeniowo, gdyż ze względu na bardzo szybki wzrost zmodyfikowanej funkcji I_0 , współczynnik B_n dla większych wartości n staje się bardzo mały; potrzebna jest duża precyzja obliczeń, a dokładność szybko maleje. Z tego powodu dla większych częstotliwości praktyczne znaczenie ma metoda elementów skończonych, którą zastosowano do obliczeń płyt dla przetworników opisanych w rozdz. 4.

3.2. PROSTOKĄTNA PŁYTA PROMIENIUJĄCA

Do promieniowania energii ultradźwiękowej do ośrodków gazowych, oprócz najczęściej stosowanej płyty osiowo-symetrycznej, można również stosować płytę prostokątną. Ze względu jednak na złożoność drgań takiej płyty (i związane z tym problemy z odpowiednim jej pobudzeniem do drgań) praktyczne znaczenie ma tylko drganie płyty w tzw. modzie pasemkowym drgań. Mod pasemkowy jest szczególnym rodzajem wyższych modów drgań giętnych płyty. Występują w nim stosunkowo małe straty energii oraz możliwe jest uzyskanie drgań o częstotliwościach ultradźwiękowych leżących w paśmie 20–100 kHz.

Rozpatrując drgania giętne jednorodnej płyty prostokątnej w układzie współrzędnych jak na rys. 3.2.1, przemieszczenia poprzeczne (w kierunku prostopadłym do powierzchni płyty) poszczególnych punktów płyty można opisać zależnością [3.31]:

$$D\nabla^4 w + \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0, \quad (3.2.1)$$

w której: $D = \frac{Eh^3}{12(1-\sigma^2)}$ – sztywność płyty na zginanie,

h – grubość płyty,

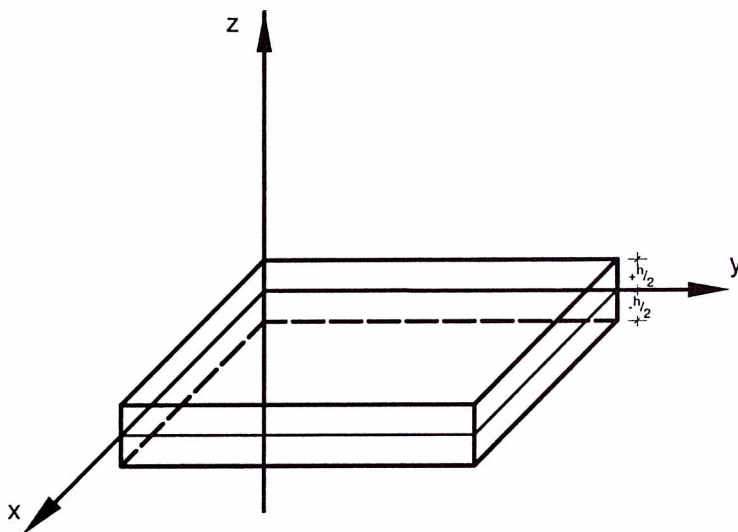
σ – współczynnik Poissona,

ρ – gęstość,

t – czas,

∇^2 – operator Laplace'a ($\nabla^4 = \nabla^2 \nabla^2$),

w – przemieszczenie poprzeczne.



Rys. 3.2.1. Układ współrzędnych dla płyty
Fig. 3.2.1. Coordinate system for plate

Dla drgań swobodnych przemieszczenia poprzeczne można zapisać w postaci:

$$w = W \cos \omega t, \quad (3.2.2)$$

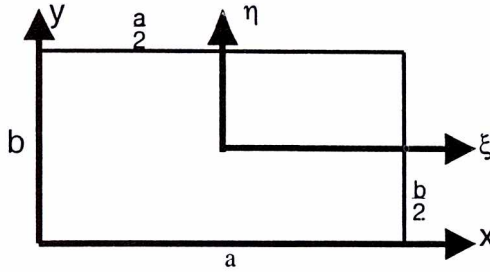
gdzie W jest funkcją przyjętych współrzędnych.

Dla płyty nieodkształconej płaszczyzna środkowa pokrywa się z płaszczyzną xy . Dla płyty pobudzonej do drgań giętnych przemieszczenia jej powierzchni środkowej w kierunku osi x i w kierunku osi y można przyjąć za równe zero natomiast przemieszczenie powierzchni środkowej w kierunku osi z jest dużo mniejsze od grubości płyty ($w \ll h$). Przy takim założeniu odkształcenie elementów płyty leżących na środkowej powierzchni płyty nie wiąże się ze zmianą ich długości i drgania płyty mogą być rozważane zgodnie z liniową teorią płyt. Dla płyty prostokątnej istnieje 21 różnych przypadków drgań związanych z wszystkimi możliwymi kombinacjami warunków brzegowych. Próby rozwiązania równania drgań płyty drgającej swobodnie były podejmowane przez wielu autorów; każde z proponowanych rozwiązań ma charakter przybliżony.

Dla drgań swobodnych płyty o wymiarach jak na rys. 3.2.2 moment zginający i siły poprzeczne są równe zero, czyli warunki brzegowe przyjmują postać:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \sigma \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} + (2 - \sigma) \frac{\partial^3 w}{\partial x \partial y^2} = 0 \quad (\text{dla } x = 0 \text{ i } x = a), \quad (3.2.3a)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \sigma \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial^3 w}{\partial y^3} + (2 - \sigma) \frac{\partial^3 w}{\partial y \partial x^2} = 0 \quad (\text{dla } y = 0 \text{ i } y = b). \quad (3.2.3b)$$



Rys. 3.2.2. Układ współrzędnych dla płyty prostokątnej drgającej swobodnie

Fig. 3.2.2. Coordinate system for freely vibrating rectangular plate

Jedno z proponowanych przez Lemke (za [3.31]) rozwiązań równania drgań płyty (stosowane dla płyty kwadratowej) przyjmuje postać:

$$W(\xi, \eta) = \sum A_{mn} X_m(\xi) Y_n(\eta), \quad (3.2.4)$$

gdzie: $X_m(\xi)$, $Y_n(\eta)$ są funkcjami charakterystycznymi dla drgań swobodnych płyty, które dla znormalizowanego ($x = x/a$, $a = 1$) układu współrzędnych xy mającego początek w środku płyty przyjmują postać:

$$\begin{aligned} X_m(\xi) &= \frac{\cosh k_m \cos k_m \xi + \cos k_m \cosh k_m \xi}{\sqrt{\cosh^2 k_m + \cos^2 k_m}} \quad (m = 2, 3, 6, 8, \dots), \\ X_m(\xi) &= \frac{\sinh k_m \sin k_m \xi + \sin k_m \sinh k_m \xi}{\sqrt{\sinh^2 k_m - \sin^2 k_m}} \quad (m = 1, 3, 5, 7, \dots), \\ Y_n(\eta) &= \frac{\cosh k_n \cos k_n \eta + \cos k_n \cosh k_n \eta}{\sqrt{\cosh^2 k_n + \cos^2 k_n}} \quad (n = 2, 4, 6, 8, \dots), \\ Y_n(\eta) &= \frac{\sinh k_n \sin k_n \eta + \sin k_n \sinh k_n \eta}{\sqrt{\sinh^2 k_n - \sin^2 k_n}} \quad (n = 1, 3, 5, 7, \dots), \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

a wartości k_m , k_n są pierwiastkami równań:

$$\operatorname{tg} k_m + \operatorname{tgh} k_m = 0 \quad \text{dla } m = 2, 4, 6, 8, \dots, \quad \operatorname{tg} k_m - \operatorname{tgh} k_m = 0 \quad \text{dla } m = 1, 3, 5, 7, \dots$$

$$\operatorname{tg} k_n + \operatorname{tgh} k_n = 0 \quad \text{dla } n = 2, 4, 6, 8, \dots, \quad \operatorname{tg} k_n - \operatorname{tgh} k_n = 0 \quad \text{dla } n = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (3.2.6)$$

Poszczególne rodzaje (mody) drgań uzyskuje się dla określonych wartości m i n .

Inne rozwiązanie zaproponowane przez Iguchi (za [3.31]) dla płyty prostokątnej ma postać:

$$W(\xi, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} X_n \cos n\pi \left[\left(\frac{1}{2} \right) + \eta' \right] + \sum_{m=0}^{\infty} Y_m \cos m\pi \left[\left(\frac{1}{2} \right) + \xi' \right], \quad (3.2.7)$$

gdzie $\xi' = \xi/a$, $\eta' = \eta/b$ oraz

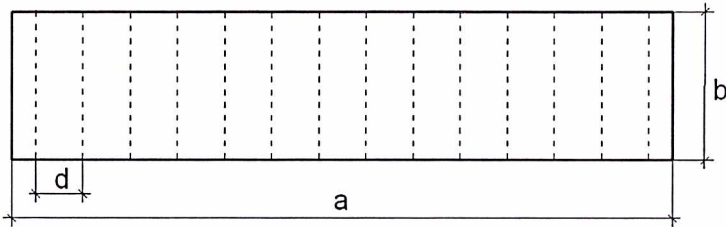
$$\begin{aligned} X_n &= A_n \frac{\cosh \pi \gamma_{\alpha n} \xi}{\sinh \frac{\pi}{2} \gamma_{\alpha n}} + A_n^* \frac{\cosh \pi \gamma_{\alpha n}^* \xi}{\sinh \frac{\pi}{2} \gamma_{\alpha n}^*} + A_n^{**} \frac{\sinh \pi \gamma_{\alpha n} \xi}{\cosh \frac{\pi}{2} \gamma_{\alpha n}} + A_n^{***} \frac{\sinh \pi \gamma_{\alpha n}^* \xi}{\cosh \frac{\pi}{2} \gamma_{\alpha n}^*}, \\ Y_m &= B_m \frac{\cosh \pi \gamma_{\beta m} \eta}{\sinh \frac{\pi}{2} \gamma_{\beta m}} + B_m^* \frac{\cosh \pi \gamma_{\beta m}^* \eta}{\sinh \frac{\pi}{2} \gamma_{\beta m}^*} + B_m^{**} \frac{\sinh \pi \gamma_{\beta m} \eta}{\cosh \frac{\pi}{2} \gamma_{\beta m}} + B_m^{***} \frac{\sinh \pi \gamma_{\beta m}^* \eta}{\cosh \frac{\pi}{2} \gamma_{\beta m}^*}, \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\alpha n}, \gamma_{\alpha n}^* &= \sqrt{\alpha^2 n^2 \pm \mu}, & \left(\mu = \frac{\omega \alpha^2}{\pi^2} \sqrt{\frac{\rho}{D}}, \quad \alpha = \frac{a}{b} \right), \\ \gamma_{\beta m}, \gamma_{\beta m}^* &= \sqrt{\beta^2 m^2 \pm \mu^*}, & \left(\mu^* = \frac{\omega \beta^2}{\pi^2} \sqrt{\frac{\rho}{D}}, \quad \beta = \frac{b}{a} \right). \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

Na rysunku 3.2.3 przedstawiono płytkę prostokątną drgającą w modzie pasmowym. Taki mod drgań można uzyskać dla płytki prostokątnej o wymiarach [3.42]:

$$\begin{aligned} a &= \left(N_{\text{parzyste}} - \frac{1}{2} \right) d, \\ b &= N_{\text{nieparzyste}} d, \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

gdzie: N – liczba linii węzłowych w płytce,
 d – odległość między węzłami drgań.



Rys. 3.2.3. Płytką prostokątną drgająca w modzie pasmowym
 Fig. 3.2.3. Rectangular plate vibrating in stripe mode

Odległość między węzłami drgań określa zależność:

$$d = \sqrt{\frac{\pi C_D h}{2f}}, \quad (3.2.11)$$

gdzie C_D dane jest wzorem:

$$C_D = \sqrt{\frac{E}{12\rho(1-\sigma^2)}}. \quad (3.2.12)$$

Częstotliwość rezonansową płyty dla modu pasemkowego drgań określa zależność:

$$f = \frac{C_D h m_n^2}{2\pi a^2}, \quad (3.2.13)$$

gdzie: $m_n = (2n + 1)\pi/2$.

Przyjmując oznaczenia jak na rys. 3.2.4 i uwzględniając zależność na prędkość akustyczną wzdłuż osi x :

$$v(x) = v_0 e^{-jk_G y}, \quad (3.2.14)$$

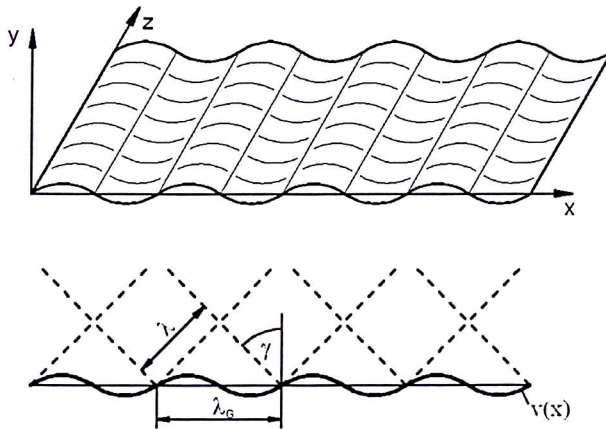
ciśnienie dźwięku wytwarzane przez płytę można zapisać w postaci [3.11]:

$$p(x, y) = p_0 e^{-jk_G x} e^{-jk_y y}, \quad (3.2.15)$$

gdzie: k_G – liczba falowa dla drgań giętych płyty $k_G = 2\pi/\lambda_G$,

$$k_y^2 = k^2 - k_G^2,$$

k – liczba falowa w otaczającym ośrodku.



Rys. 3.2.4. Promieniowanie płyty drgającej w modzie pasemkowym [3.11]

Fig. 3.2.4. Radiation of plate vibrating in stripe mode [3.11]

Ponieważ

$$p_0 = \frac{v_0 \omega \rho}{k_y} = \frac{v_0 \rho c k}{k_y}, \quad (3.2.16)$$

więc ciśnienie akustyczne w półprzestrzeni przed płytą można także zapisać jako:

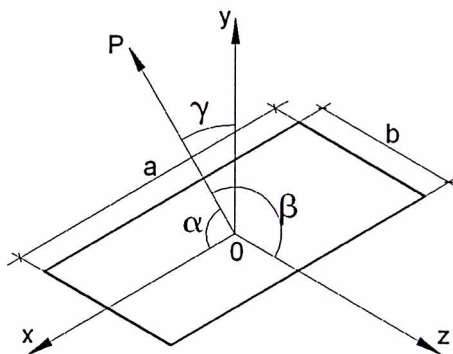
$$p(x, y) = \frac{v_0 \rho c}{\sqrt{1 - \frac{k_G^2}{k^2}}} e^{-jk_G x} e^{-j\sqrt{k^2 - k_G^2} y}. \quad (3.2.17)$$

Jeśli długość fali promieniowanej do otoczenia jest mniejsza niż długość fali giętnej w płytce ($\lambda_G > \lambda$), to do ośrodka otaczającego płytę promieniowana jest wiązka pod kątem γ . Jak to wynika z rys. 3.2.4, zgodność płaszczyzn promieniowania występuje jeśli $\lambda/\lambda_G = \sin \gamma$, więc $k_G/k = \sin \gamma$, a ciśnienie dźwięku wytwarzanego przez płytę można zapisać jako:

$$p(x, y) = \frac{v_0 \rho c}{\cos \gamma} e^{-jk_G x} e^{-jk_y \cos \gamma y}. \quad (3.2.18)$$

Dla $\lambda_G < \lambda$ wraz ze wzrostem odległości ciśnienie dźwięku maleje zgodnie z zależnością [3.11]:

$$p(x, y) = \frac{jv_0 \rho c}{\sqrt{\frac{k_G^2}{k^2} - 1}} e^{-jk_G x} e^{-\sqrt{k_G^2 - k^2} y}. \quad (3.2.19)$$



Rys. 3.2.5. Układ współrzędnych dla określania charakterystyki kierunkowości płyty prostokątnej drgającej w modzie pasmowym

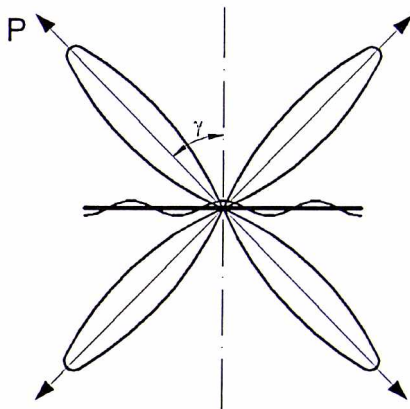
Fig. 3.2.5. Coordinate system for directivity of rectangular plate vibrating in stripe mode

Przyjmując układ współrzędnych jak na rys. 3.2.5 i analizując rozkład ciśnienia akustycznego wytwarzanego przez drgającą płytę, można wykazać, że kąt γ między

kierunkiem promieniowania wiązki a prostopadłą do powierzchni płytki w płaszczyźnie xy wyraża się wzorem:

$$\gamma = \arcsin \frac{\pi}{kd} = \arcsin \frac{c}{\sqrt{2\pi f C_D h}}, \quad \left(\beta = \frac{\pi}{2} \right). \quad (3.2.20)$$

Pobudzając płytę prostokątną do drgań w modzie pasemkowym, uzyskuje się promieniowanie energii symetrycznie w czterech kierunkach [3.42, 4.11]. Przy doborze rozmiarów płyty według wzorów (3.2.10) zachodzą najkorzystniejsze warunki do powstania drgań giętnych o liniach węzłowych równoległych do krótszego boku płytki. Wytworzone przez drgającą płytkę pole ultradźwiękowe jest niejednorodne. W wyniku interferencji powstają po obu stronach płytki po dwie wiązki fal o kierunkach promieniowania rozłożonych symetrycznie względem osi prostopadłej do powierzchni płytki, jak przedstawia to rys. 3.2.6 [3.11].



Rys. 3.2.6. Kierunki promieniowania płyty drgającej w modzie pasemkowym
Fig. 3.2.6. Directivity patterns of plate vibrating in stripe mode

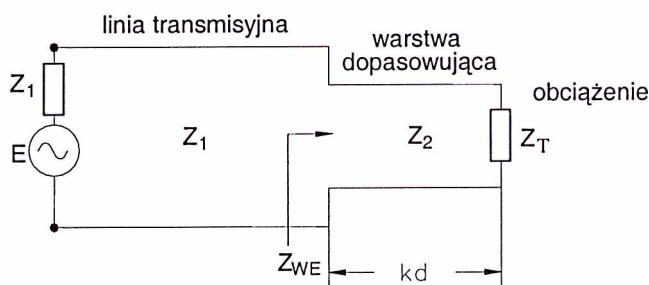
Stosując odpowiedni system reflektorów można uzyskać wiązkę o zwiększonym natężeniu dźwięku i żądanej charakterystyce kierunkowości. Możliwość kształtowania charakterystyki kierunkowości ma bardzo duże znaczenie praktyczne, gdyż pozwala na dobór odpowiedniej charakterystyki promieniowania dla różnych aplikacji pomiarowych przetwornika wykorzystującego ten rodzaj drgań płytki prostokątnej.

3.3. AKUSTYCZNE WARSTWY DOPASOWUJĄCE

Jeśli źródłem drgań ultradźwiękowych w ośrodku gazowym jest bryła wykonana z materiału elektromechanicznie aktywnego (którym zawsze jest ciało stałe), spełniającego rolę przetwornika elektroakustycznego, to istnieje problem skutecznej zamiany

energii elektrycznej na energię akustyczną. Bezpośrednie wykorzystywanie drgań brył do generacji i odbioru fal ultradźwiękowych w ośrodkach gazowych napotyka na poważne trudności, których pokonanie jest możliwe jedynie w ograniczonym stopniu. Niezbędna jest przy tym dokładna znajomość rodzaju, wielkości i rozkładu odkształceń oraz przemieszczeń zachodzących w drgającym elemencie. Wielkości te pozwalają na badanie zachowania się takiego elementu nie tylko w warunkach rezonansu własnego, ale także podczas drgań na innych częstotliwościach. Ze względu na niekorzystny stosunek impedancji akustycznej ciała stałego do impedancji akustycznej ośrodka gazowego zamiana energii elektrycznej na akustyczną odbywa się z dużymi stratami. Straty te mogą zostać zmniejszone, jeśli między źródłem drgań a ośrodkiem gazowym umieszczony zostanie element pośredniczący, poprawiający dopasowanie wspomnianych wyżej impedancji akustycznych. Element taki będzie spełniał rolę transformatora impedancji.

Na rysunku 3.3.1 przedstawiono schemat zastępczy przetwornika z warstwą dopasowującą w analogii do linii transmisyjnej.



Rys. 3.3.1. Schemat zastępczy przetwornika z warstwą dopasowującą w analogii do linii transmisyjnej:

d – grubość warstwy dopasowującej, k – stała falowa

Fig. 3.3.1. Equivalent circuit of transducer with matching layer in analogy to transmission line:

d – thickness of the matching layer, k – wave constant

Impedancja wejściowa układu wg oznaczeń jak na rys. 3.3.1 wyraża się zależnością:

$$Z_{WE} = Z_2 \left[\frac{Z_T \cos(kd) + jZ_2 \sin(kd)}{Z_2 \cos(kd) + jZ_T \sin(kd)} \right]. \quad (3.3.1)$$

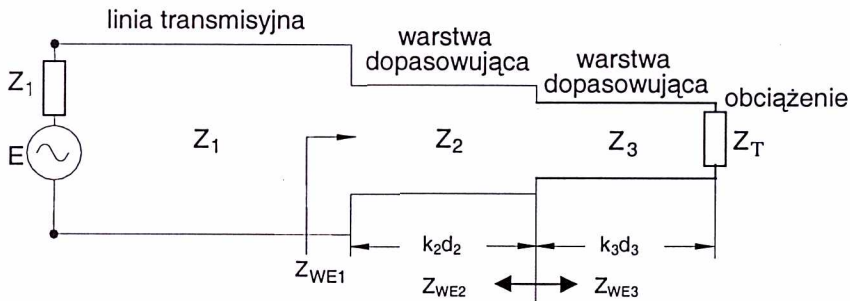
Współczynnik transmisji T określony jako stosunek mocy oddawanej na obciążeniu do mocy źródła może być przedstawiony jako [3.32]:

$$T = \frac{4Z_1}{|Z_1 + Z_{WE}|^2} \operatorname{Re}(Z_{WE}). \quad (3.3.2)$$

Warstwa dopasowująca może mieć charakter rezonansowy lub nierezonansowy. Najprostszym sposobem dopasowania przetwornika do obciążenia jest zastosowanie warstwy ćwierćfalowej [3.9, 3.32]. Warstwa ćwierćfalowa poprawia warunki obciążenia

przetwornika poprzez wzrost impedancji mechanicznej, obciążającej powierzchnię promieniującą (czynną) przetwornika. Zmniejsza to wpływ odbić na granicy przetwornik – obciążenie, powodując przez to korzystniejsze warunki wypromieniowania energii zgromadzonej w materiale elektromechanicznie aktywnym, a tym samym wzrost sprawności elektromechanicznej.

Poprawę dopasowania można uzyskać stosując układy wielowarstwowe. Na rysunku 3.3.2 przedstawiono schemat zastępczy przetwornika z dwiema warstwami dopasowującymi w analogii do linii transmisyjnej.



Rys. 3.3.2. Schemat zastępczy przetwornika z dwiema warstwami dopasowującymi w analogii do linii transmisyjnej: d – grubość warstwy dopasowującej, k – stała falowa

Fig. 3.3.2. Equivalent circuit of transducer with two matching layers in analogy to transmission line: d – thickness of the matching layer, k – wave constant

Impedancję widzianą na granicy między warstwami o impedancjach Z_2 i Z_3 należy rozpatrywać w dwóch kierunkach jako impedancje Z_{WE2} i Z_{WE3} jak przedstawiono to na rys. 3.3.2. Impedancje Z_{WE2} i Z_{WE3} można przedstawić w postaci zależności:

$$Z_{WE2} = Z_2 \left[\frac{Z_2 \cos(k_2 d_2) + j Z_1 \sin(k_2 d_2)}{Z_1 \cos(k_2 d_2) + j Z_2 \sin(k_2 d_2)} \right], \quad (3.3.3)$$

$$Z_{WE3} = Z_3 \left[\frac{Z_3 \cos(k_3 d_3) + j Z_T \sin(k_3 d_3)}{Z_T \cos(k_3 d_3) + j Z_3 \sin(k_3 d_3)} \right]. \quad (3.3.4)$$

Ponieważ w przypadku promieniowania energii do ośrodków gazowych jest zawsze spełniony warunek $Z_T \ll Z_2 \ll Z_1$, impedancje poszczególnych warstw dopasowujących można odpowiednio dobrać do istniejących możliwości ich praktycznej realizacji, a ich grubość może być różna od $\lambda/4$. Jeśli się przyjmie na przykład, że grubość pierwszej warstwy dopasowującej $d_2 = \lambda/8$, otrzymuje się wyrażenia pozwalające obliczyć pozostałe parametry warstw:

$$Z_2 \approx Z_1 \sqrt{\frac{Z_T}{2Z_1 - Z_T}}, \quad (3.3.5)$$

nia linii stanowi wejście elektryczne. Model ten umożliwia zastosowanie równań linii długich do analizy schematu zastępczego przetwornika, a tym samym umożliwia optymalizację elektrycznego i akustycznego dopasowania przetwornika. Warstwę dopasowującą można więc traktować również jako linię długą (zob. rys. 3.3.1).

Przetworniki piezoelektryczne z warstwami dopasowującymi mogą być również użyte do pracy w ośrodkach gazowych. Ponieważ nie ma istotnych różnic w schematach zastępczych takich przetworników w porównaniu z przetwornikami promieniującymi energię do cieczy (literatura dotycząca schematów zastępczych jest ogólnie dostępna), w dalszej części pracy skoncentrowano się na problemie doboru warstw dopasowujących, pomijając zagadnienie wyznaczania schematów zastępczych przetworników.

Tabela 3.3.1. Materiały o małej impedancji akustycznej [3.10, 3.28]

Table 3.3.1. Materials of low acoustic impedance [3.10, 3.28]

Materiał	Gęstość ρ [kg/m ³]	Prędkość c_L [m/s]	Impedancja akustyczna Z [kg/(m ² ·s)]·10 ⁶	Tłumienie α [dB/mmMHz]
DREWNO				
balsa w poprzek włókien	150	3855	0,57	–
balsa wzdłuż włókien	150	4240	0,63	–
balsa sproszkowana	485	1048	0,51	–
korek	200	500	0,1	–
sekwoja	350	4089	1,43	–
buk	690	1500÷4100	1,0÷2,8	–
dąb	650	1470÷3180	1,0÷2,1	–
sosna, świerk	620	163÷5380	0,1÷3,3	–
TWORZYWA SZTUCZNE				
polietylen	920	1950	1,79	0,7
teflon	2140	1390	2,97	4,1
plexiglas	1185	2700	3,19	2,5·10 ⁻⁵
polistyren	1030	2200	2,28	1,7·10 ⁻¹
nylon	1100	1800	2,00	brak danych
KAUCZUK				
neopren	1310	1560	2,04	brak danych
kauczuk butylowy	1110	1700	1,88	brak danych
kauczuk butadienowy	900	1479	1,33	brak danych
INNE				
grafit	1700	1600	2,70	–
węgiel bezpostaciowy	1470	4260	6,26	–
pumeks (biały)	260	2200÷2600	0,57÷0,68	–

L.C. Lynworth w pracy [3.32] przedstawił interesujący akustyczny nomogram impedancyjny, z którego można wyznaczyć energetyczny współczynnik transmisji dla układu różnych materiałów o zróżnicowanych wartościach impedancji akustycznych. Impedancja akustyczna większości ciał stałych i cieczy zawarta jest wewnątrz dwóch dekad impedancyjnych: od $1 \cdot 10^6$ kg/(m²·s) do $1 \cdot 10^8$ kg/(m²·s). Z nomogramu wynika, że zapewnienie

dopasowania przy promieniowaniu energii do ośrodków ciekłych i gazowych wymaga stosowania materiałów o możliwie małej impedancji akustycznej (rzędu $10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), jednak możliwości wyboru odpowiedniego materiału (zwłaszcza przy promieniowaniu energii do ośrodka gazowego) są tu bardzo ograniczone. W tabeli 3.3.1. przedstawiono materiały jednorodne o najmniejszych wartościach impedancji akustycznych [3.10, 3.28].

Rozpatrując na przykład układ ceramika piezoelektryczna PZT–powietrze ($Z_{\text{ceramiki}} = 29,6 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $Z_{\text{powietrza}} = 427 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$) osiągnięcie dopasowania spełniającego warunek $Z_{\text{warstwy}} = (Z_{\text{ceramiki}} \cdot Z_{\text{powietrza}})^{1/2}$ wymaga zastosowania materiału o impedancji $Z = 1,12 \cdot 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$. Takiej wartości impedancji akustycznej nie ma żaden ogólnodostępny materiał, z którego mogłaby być wykonana warstwa dopasowująca (najmniejszą wartość impedancji ma drzewo korkowe i drzewo balsy, jednak ze względu na duże tłumienie materiały te nie mogą być brane pod uwagę). Teoretycznie istnieje możliwość zastosowania jako warstwy dopasowującej sprężonego gazu (np. dla CO_2 w temperaturze 51°C i ciśnieniu 200 atm , $Z \approx 0,7 \cdot 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), jednak taki układ jest bardzo kłopotliwy do zastosowania w praktyce. Praktycznym rozwiązaniem jest stosowanie na warstwy dopasowujące materiałów wieloskładnikowych [3.27, 3.37, 3.41, 3.43]. Wspólną cechą tych materiałów jest ich porowatość (zawartość gazu), jednak bliższe dane dotyczące ich budowy zwykle nie są publikowane. W tabeli 3.3.2 przedstawiono m.in. znane z wyżej wymienionej literatury materiały wieloskładnikowe o małej impedancji akustycznej.

Tabela 3.3.2. Materiały wieloskładnikowe o małej impedancji akustycznej
Table 3.3.2. Composites of low acoustic impedance

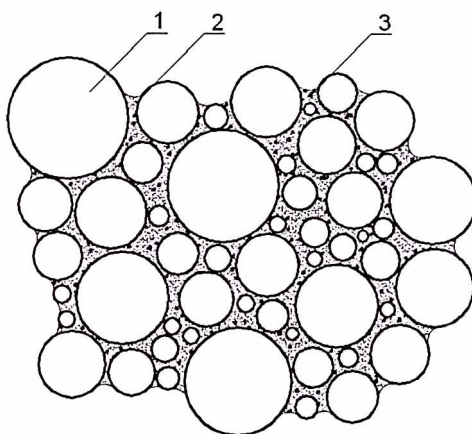
Material	Gęstość ρ [kg/m ³]	Prędkość c_L [m/s]	Impedancja akustyczna Z [kg/(m ² ·s)]·10 ⁶	Tłumienie α [dB/mmMHz]
ceramika pzt + żywica epoksydowa	900÷4500	1300÷3800	1,17÷17,1	10
kauczuk silikonowy + mikrosfery mikroporowaty	500	600	0,3	3
poliolefin	300	800	0,24	–
kapton	1430	2100	3,0	–
szklane baloniki + żywica polimerowa	224	910	0,20	10
ITAKOM 1	500	1980	0,99	3
ITAKOM 2	250	910	0,23	6,5

W kierowanej przez autora Pracowni Techniki Ultradźwiękowej ITA i przy jego głównym udziale opracowano materiał wieloskładnikowy o nazwie ITAKOM [3.19, 3.24, 3.25], którego niektóre parametry przewyższają parametry podawane w cytowanej wyżej literaturze. Jego zaletą jest również to, że poprzez dobór odpowiednich składników i odpowiedniej ich proporcji możliwe jest uzyskanie wartości impedancji w stosunkowo szerokim zakresie. Materiał chroniony jest patentem, a jego zastoso-

wanie do budowy szeregu przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w ośrodkach gazowych [3.20, 3.21, 3.22, 3.23, 3.26] pozwoliło na aplikację tych przetworników w różnych metodach i urządzeniach pomiarowych; niektóre z nich zostaną przedstawione w rozdziale 8 niniejszej monografii.

Na rysunku 3.3.4 przedstawiono podstawową strukturę kompozytu będącego wieloskładnikową kompozycją bezpostaciową, której własności akustyczne są szczególnie korzystne w zastosowaniu jej jako ośrodka sprzęgającego między piezoelektrycznymi przetwornikami ultradźwiękowymi a ośrodkiem gazowym.

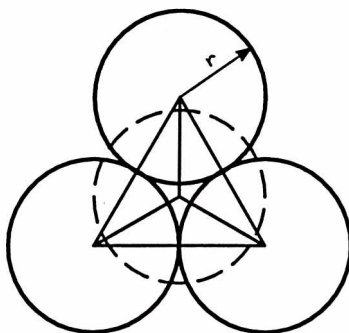
W kompozycji tej jako jeden ze składników zastosowano baloniki szklane wypełnione gazem, połączone ze sobą za pomocą spoiwa. Graniczna zawartość baloników szklanych w objętości kompozytu zależy od różnorodności średnic baloników.



Rys. 3.3.4. Struktura kompozytu ITAKOM 1:

1 – mikrobaloniki, 2 – żywica epoksydowa, 3 – wypełniacz [3.24]

Fig. 3.3.4. Structure of ITAKOM composite: 1 – microballoons, 2 – epoxy resin, 3 – filler [3.24]



Rys. 3.3.5. Struktura kompozytu zawierającego baloniki o jednakowych średnicach

Fig. 3.3.5. Structure of composite including balloons of equal diameters

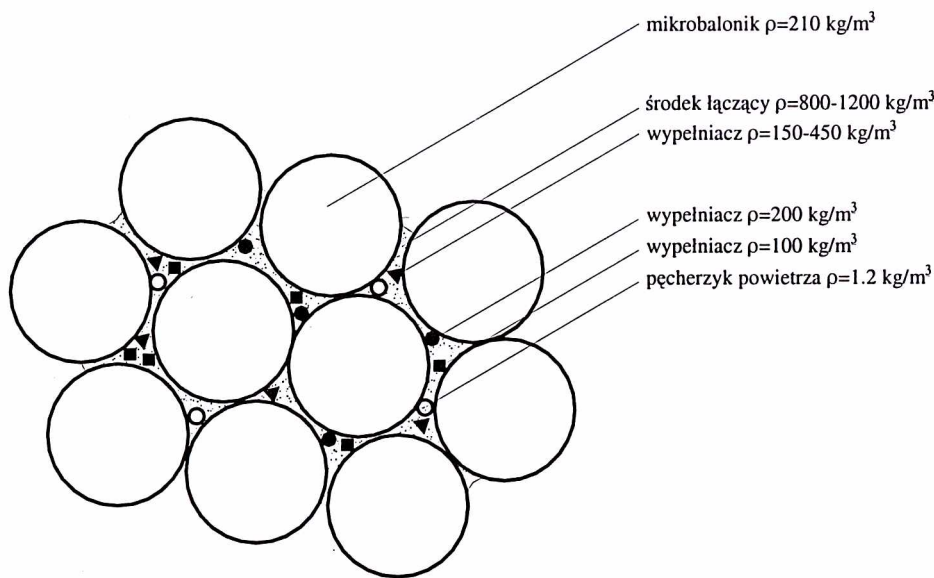
Stosunek objętości baloników o jednakowej średnicy, np. $D = 0,05$ mm, do całkowitej objętości substancji w przypadku najgęstszego upakowania wynosi:

$$V_{\text{baloników}}/V_{\text{czworoscianu}} = \pi/5.$$

Stosunek objętości spoiwa do całkowitej objętości czworoscianu wynosi:

$$V_{\text{spoiwa}}/V_{\text{czworoscianu}} = 1 - \pi/5.$$

W przypadku baloników o różnych średnicach, stosunek objętościowy spoiwa do baloników jest mniejszy od $1 - \pi/5$. Zastosowanie dodatkowych składników o odpowiednich kształtach i możliwie najmniejszej impedancji akustycznej, spełniających rolę wypełniaczy, obniża impedancję akustyczną spoiwa. Uzyskane wartości impedancji akustycznej materiału składającego się z baloników szklanych o średnicach leżących w zakresie $D = 0,01\text{--}0,18$ mm i spoiwa z odpowiednio dobranymi wypełniaczami wynoszą $Z = (0,2\div 1,0) \cdot 10^6$ kg/(m²·s). Przykład takiego kompozytu przedstawiono na rys. 3.3.6.



Rys. 3.3.6. Struktura kompozytu ITAKOM 2

Fig. 3.3.6. Structure of ITAKOM 2 composite

Parametry kompozytu ITAKOM 1 i ITAKOM 2 przedstawiono w tabeli 3.3.2. Opracowany materiał kompozytowy został wykorzystany do budowy warstw dopasowujących do przetworników ultradźwiękowych przedstawionych w rozdz. 4 i 5. Obecnie prowadzone są dalsze prace nad kolejnymi odmianami tego kompozytu.

4. PRZETWORNIKI ULTRADŹWIĘKOWE DO PRACY W OŚRODKU GAZOWYM W PAŚMIE CZĘSTOTLIWOŚCI 20–100 kHz

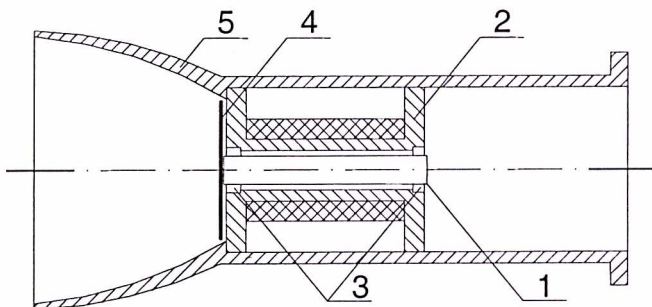
Do generacji i odbioru fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym w zakresie małych częstotliwości ultradźwiękowych najczęściej używane są układy drgające, składające się z przetwornika ultradźwiękowego i płyty drgającej (lub innego elementu drgającego) o stosunkowo dużej powierzchni. Pozwala to na polepszenie dopasowania impedancji przetwornika do impedancji ośrodka gazowego, a tym samym zwiększenie skuteczności przekazywania energii akustycznej. Istnieje szereg rozwiązań przetworników zbudowanych w oparciu o takie układy drgające, opisanych m.in. w pracach [4.1, 4.10, 4.14, 4.15, 4.16, 4.44, 4.45, 4.56]. Często stosowanym rozwiązaniem są przetworniki typu „sandwich”, w których wykonana z metalu masa promieniująca ma zwiększoną aperturę promieniującą w stosunku do średnicy korpusu pakietu warstwowego [4.55]. Masa promieniująca może być ponadto pokryta ćwierćfalową warstwą materiału porowatego. Innym znanym rozwiązaniem przetworników pracujących w tym zakresie częstotliwości są konstrukcje, w których wykorzystuje się drgania rezonansowe pierścienia piezoceramicznego o skończonej szerokości i grubości, wewnątrz którego znajduje się masa plastyczna [4.32, 4.37]. Drgający pierścień zmienia swój promień i swoją grubość. Odkształcenia grubościowe można wykorzystać jako źródło fal ultradźwiękowych [4.38]. Umieszczenie wewnątrz pierścienia masy plastycznej (np. żywicy epoksydowej) pozwala na uzyskanie zwiększonej amplitudy drgań [4.43]. Oddzielną grupę źródeł i odbiorników ultradźwiękowych pracujących w powietrzu z falą ciągłą stanowią przetworniki, w których zastosowano układy bimorficzne [4.11, 4.36, 4.57] i układy pobudzane do drgań giętnych za pomocą ceramiki piezoelektrycznej przyklejonej do metalowej płytki drgającej w modzie giętym [4.7]. Ciągłe poszukuje się nowych rozwiązań przetworników, które powinny spełniać często bardzo ostre wymagania stawiane w odniesieniu do ich parametrów, warunków pracy lub zastosowań specjalnych.

W Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej opracowano wiele oryginalnych rozwiązań przetworników przeznaczonych do pracy w ośrodku gazowym w paśmie częstotliwości 20–100 kHz [4.4, 4.5, 4.20, 4.26, 4.27, 4.28, 4.29, 4.30, 4.31, 4.50, 4.52, 4.53]; większość z nich

znalazła zastosowanie praktyczne (niektóre z tych zastosowań zostaną omówione w rozdz. 8). Poniżej przedstawiono niektóre rozwiązania takich przetworników, które zostały opracowane przy współudziale autora [4.4, 4.5, 4.6, 4.26, 4.27, 4.28, 4.29, 4.30, 4.31].

4.1. PRZETWORNIK PIEZOMAGNETYCZNY Z OSIOWO-SYMETRYCZNĄ PŁYTĄ PROMIENIUJĄCĄ

Jednym z pierwszych przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w powietrzu, opracowanych w latach 70. w zespole badawczym zajmującym się techniką ultradźwiękową w ówczesnym Zakładzie Elektroakustyki kierowanym przez prof. Z. Żyszkowskiego, był opracowany przez dr. inż. E. Talarczyka przetwornik piezomagnetyczny przedstawiony na rys. 4.1.1 [4.50].



Rys. 4.1.1. Budowa przetwornika piezomagnetycznego:

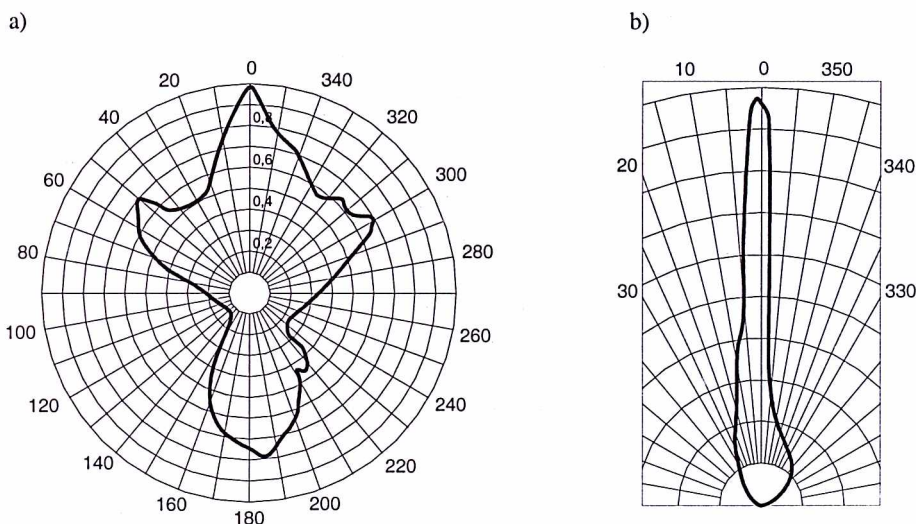
1 – rdzeń, 2 – korpus z uzwojeniem, 3 – pierścienie elastyczne, 4 – membrana, 5 – tuba paraboliczna [4.50]

Fig. 4.1.1. Structure of piezomagnetic transducer:

1 – core, 2 – spool with winding, 3 – flexible rings, 4 – membrane, 5 – acoustic parabolic horn [4.50]

Zasadniczym elementem przetwornika jest rdzeń w kształcie rurki wykonanej ze zwiniętej cienkiej blachy magnetostrykcyjnej, na której końcu przymocowana jest sztywna membrana promieniująca falę ultradźwiękową. Przetwornik pozbawiony jest zwory magnetycznej, a strumień indukowany w rdzeniu zamykany jest przez powietrze. Polaryzacja magnetyczna rdzenia w przetworniku nadawczym jest zapewniona przez jednokierunkowy impuls elektryczny płynący przez uzwojenie przetwornika podczas jego wyzwalania, a w przetworniku odbiorczym przez składową stałą prądu elektrycznego o dobranym natężeniu, płynącego przez uzwojenie przetwornika. Zamocowanie rdzenia na obu końcach powoduje tłumienie drgań mechanicznych układu drgającego, a tym samym znaczne skrócenie czasu narastania i czasu opadania amplitudy impulsu ultradźwiękowego. Zastosowana tuba paraboliczna poprawia dopasowanie akustyczne oraz zapewnia wymaganą kierunkowość. Na rysunku 4.1.2 przed-

stawiono charakterystykę kierunkowości przetwornika promieniującego bez tuby i z tubą.



Rys. 4.1.2. Charakterystyka kierunkowości przetwornika: a) bez tuby, b) z tubą paraboliczną
Fig. 4.1.2. Directivity pattern of transducer: a) without horn, b) with parabolic horn

Parametry przetwornika:

- częstotliwość pracy: $f = 30 \text{ kHz}$,
- ciśnienie w odległości 1 m: $p = 6,5 \text{ Pa}$ (bez tuby),
- ciśnienie w odległości 1 m: $p = 34,5 \text{ Pa}$ (z tubą),
- czułość odbiornika: $S_o = 5 \text{ mV/Pa}$.

4.2. PRZETWORNIK PIEZOELEKTRYCZNY TYPU „SANDWICH” Z MASĄ PROMIENIUJĄCĄ O MAŁEJ IMPEDANCJI AKUSTYCZNEJ

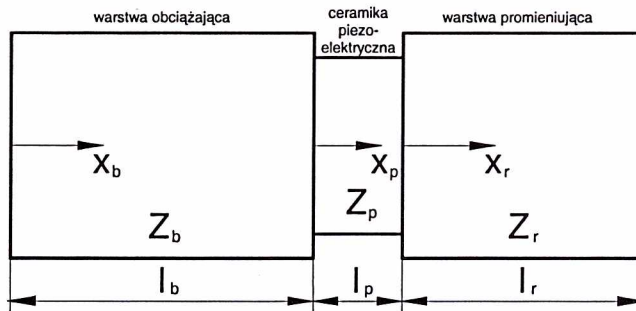
Opracowany i opisany w 1927 roku przez Langevine’a przetwornik piezoelektryczny typu „sandwich” jest dzisiaj jednym z najczęściej stosowanych przetworników piezoelektrycznych pracujących w zakresie częstotliwości 20–100 kHz. Dzięki wielu pracom poświęconym temu układowi istnieje szereg modeli pracy tego przetwornika. Podstawowy układ przetwornika stanowi cienka płytka piezoelektryczna umieszczona między dwiema masami, z których jedna spełnia rolę masy promieniującej, a druga masy obciążającej (rys. 4.2.1). Pierwsze opracowanie przetwornika opierało się na rozpatrywaniu go jako układu o stałych rozłożonych; w oparciu o wypro-
wadzone równanie dotyczące warunków pracy takiego układu możliwe stało się projektowanie różnych rozwiązań przetworników. Dalsze prace doprowadziły do po-

wstania modelu matematycznego przetwornika rozpatrywanego jako układ o stałych rozłożonych [4.12], co pozwala na przeprowadzanie symulacji komputerowych niezbędnych do optymalizacji rozmiarów poszczególnych jego warstw. Analiza przetwornika jako układu o stałych rozłożonych nie pozwala jednak na wyznaczenie jego schematu zastępczego. Do wyznaczania układu zastępczego przetwornika korzystne jest rozpatrywanie go jako układu o stałych skupionych [4.42].

Przetwornik typu „sandwich” może być stosowany do pracy w ośrodku gazowym, jednak ze względu na niekorzystne warunki dopasowania masy promieniującej niezbędna jest modyfikacja jego budowy. Najczęściej polega to na zwiększeniu powierzchni warstwy promieniującej. Wadą takiego rozwiązania jest jednak stosunkowo mała skuteczność oraz pojawienie się w pobliżu rezonansu głównego dodatkowych rezonansów wynikających ze zróżnicowania stosunku średnicy apertury promieniującej do średnicy korpusu pakietu trójwarstwowego [4.39, 4.55]. Znacznie korzystniejsze jest zastosowanie ćwierćfalowej warstwy dopasowującej lub wykonanie masy promieniującej z materiału o małej impedancji akustycznej i odpowiedniej wytrzymałości mechanicznej, co pozwala na zmniejszenie dobroci przetwornika.

Na rysunku 4.2.1 przedstawiono schemat przetwornika typu „sandwich” z warstwą obciążającą o impedancji Z_b wykonaną z mosiądzu i warstwą promieniującą o impedancji Z_r wykonaną z teflonu [4.3], stanowiący podstawę do jego analizy jako układu o stałych rozłożonych. Jeżeli przetwornik promieniuje falę płaską, przesunięcia cząstek poszczególnych warstw ξ_i są funkcją czasu t i współrzędnej x_i (gdzie $i = r, p, b$), to równanie fali ma postać [4.12]:

$$\frac{\partial^2 \xi_i}{\partial x_i^2} = \frac{\rho_i}{E_i} \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2}. \quad (4.2.1)$$



Rys. 4.2.1. Schemat przetwornika typu „sandwich”

Fig. 4.2.1. Structure of sandwich transducer

Jeżeli $\xi_i = \hat{\xi}_i e^{j\omega t}$ to równanie fali przyjmie postać:

$$\frac{d^2 \xi_i}{dx_i^2} + \beta_i^2 \xi_i = 0, \quad (4.2.2)$$

gdzie: $\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} = 2\pi f \sqrt{\frac{\rho_i}{E_i}},$

E_i – moduł Younga,

ρ_i – gęstość.

Rozwiązanie równania (4.2.2) ma postać:

$$\xi_i = A_i \cos(\beta_i x_i) + B_i \sin(\beta_i x_i). \quad (4.2.3)$$

Stałe A_i, B_i można wyeliminować, przyjmując następujące warunki brzegowe:

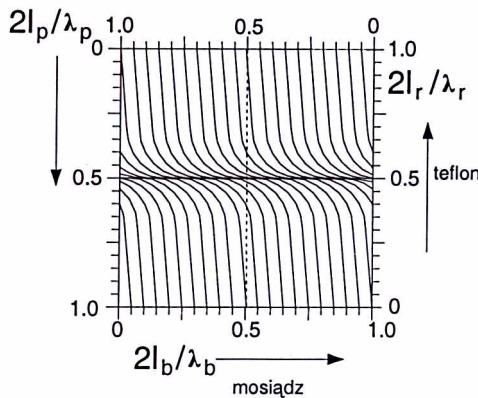
- istnieje ciągłość przesunięcia na granicy między masą tylną i ceramiką oraz ceramiką i masą promieniującą,
- istnieje ciągłość siły na wymienionych powierzchniach granicznych,
- naprężenia na powierzchniach granicznych są równe 0.

Po przekształceniach i uwzględnieniu tych warunków brzegowych ogólne równanie przetwornika ma postać [4.12]:

$$\begin{aligned} & \cos(\beta_b l_b) \sin(\beta_b l_b) \cos(\beta_r l_r) - Z_{bp} Z_{rp} \sin(\beta_b l_b) \sin(\beta_b l_b) \cos(\beta_r l_r) \\ & + Z_{bp} \sin(\beta_b l_b) \cos(\beta_b l_b) \cos(\beta_r l_r) + Z_{rp} \cos(\beta_b l_b) \cos(\beta_b l_b) \sin(\beta_r l_r), \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

gdzie: $Z_{bp} = \frac{Z_b}{Z_p} = \frac{\rho_b c_b}{\rho_p c_p},$

$$Z_{rp} = \frac{Z_r}{Z_p} = \frac{\rho_r c_r}{\rho_p c_p}.$$



Rys. 4.2.2. Graficzne przedstawienie równania (4.2.4) dla przetwornika przedstawionego na rys. 4.2.1

Fig. 4.2.2. Graphical representation of equation (4.2.4) for transducer presented in Fig. 4.2.1

Równanie (4.2.4) wyraża wzajemne zależności między wymiarami i parametrami falowymi poszczególnych warstw oraz stosunkiem impedancji akustycznych Z_{bp} i Z_{rp} . Graficzną postać tego równania dla przetwornika, w którym masę promieniującą stanowi teflon a masę obciążającą – mosiądz, przedstawiono na rys. 4.2.2.

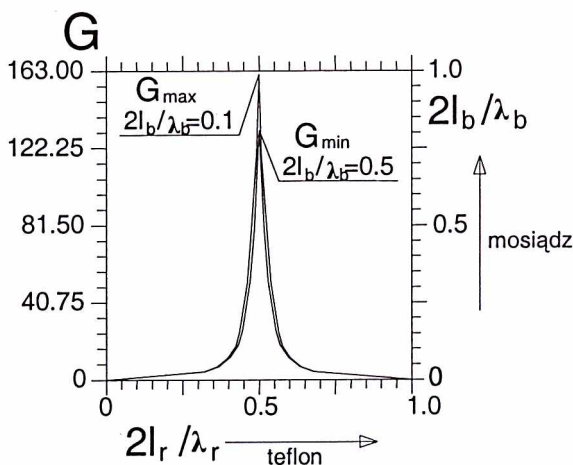
Liczba możliwych do wyboru rozwiązań, które spełniają równanie (4.2.4), jest nieskończenie duża, co oznacza, że można przyjąć różne rozmiary elementów przetwornika. Jednak te różne rozwiązania nie dają identycznego wyniku w postaci amplitudy fali ultradźwiękowej promieniowanej przez przetwornik. Pożądane jest, aby amplituda fali promieniowanej przez warstwę czołową ξ_r była jak największa, a amplituda promieniowana przez warstwę tylną ξ_b jak najmniejsza. Miara wydajności pracy przetwornika jest wskaźnik zysku, który określa zależność [4.12]:

$$G = \frac{\xi_r^2}{\xi_b^2} = \frac{1 + (Z_{bp}^2 - 1) \sin^2(\beta_b l_b)}{1 + (Z_{rp}^2 - 1) \sin^2(\beta_r l_r)}, \quad (4.2.5)$$

przy czym przesunięcia poszczególnych powierzchni przetwornika określają równania:

$$\left. \begin{aligned} \xi_b &= A_b \cos(\beta_b x_b) \\ \xi_p &= A_p \cos(\beta_p x_p) + B_p \sin(\beta_p x_p) \\ \xi_r &= A_r \cos(\beta_r x_r) \end{aligned} \right\}. \quad (4.2.6)$$

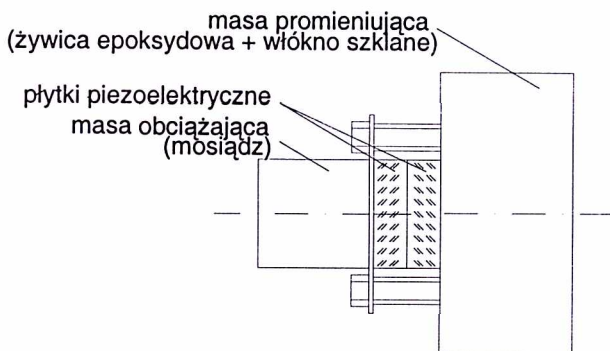
Wyrażenie (4.2.5) można również przedstawić w postaci wykresu. Na rysunku 4.2.3 przedstawiono taką zależność dla przetwornika o budowie jak na rys. 4.2.1.



Rys. 4.2.3. Zależność wskaźnika zysku od wymiarów przetwornika o budowie jak na rys. 4.2.1

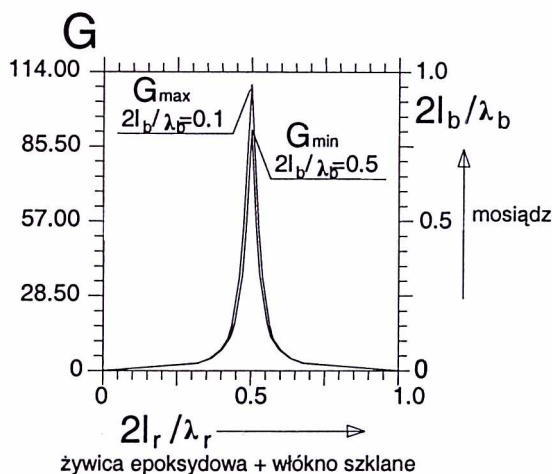
Fig. 4.2.3. Gain coefficient versus dimension of such a transducer as that in Fig. 4.2.1

Na rysunku 4.2.5 przedstawiono podobną zależność dla przetwornika, w którym masę promieniującą wykonano z żywicy epoksydowej wzmocnionej włóknem szklanym; budowę takiego przetwornika przedstawiono na rys. 4.2.4 [4.6].



Rys. 4.2.4. Budowa przetwornika z masą promieniującą wykonaną z włókna szklanego i żywicy epoksydowej [4.6]

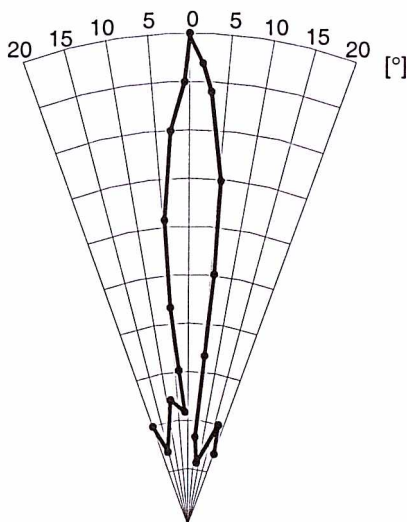
Fig. 4.2.4. Structure of transducer with radiating element made from glass fiber and epoxy resin [4.6]



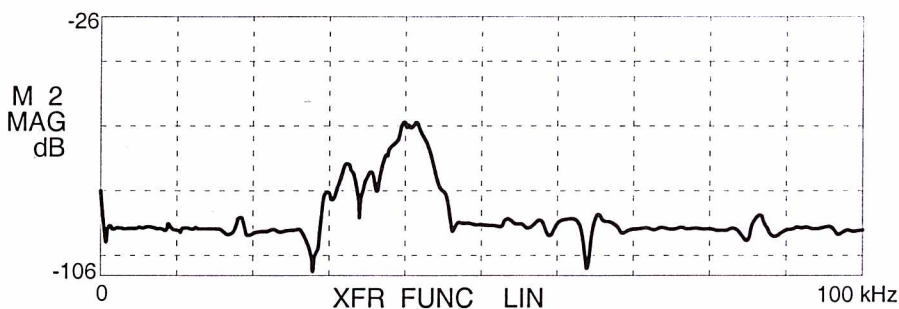
Rys. 4.2.5. Zależność wskaźnika zysku od wymiarów przetwornika o budowie jak na rys. 4.2.4

Fig. 4.2.5. Gain coefficient versus dimension of such a transducer as that in Fig. 4.2.4

Charakterystykę kierunkowości i charakterystykę impedancji w funkcji częstotliwości dla przetwornika jak na rys. 4.2.4 przedstawiają kolejno rys. 4.2.6 i 4.2.7. Podstawowe dane techniczne przetwornika przedstawionego na rys. 4.2.4: częstotliwość $f = 40$ kHz, dobroć mechaniczna $Q = 60$, skuteczność w odległości 1m. $S = 75$ dB/V, czułość odbiornika $S_o = 2$ mV/Pa.



Rys. 4.2.6. Charakterystyka kierunkowości przetwornika jak na rys. 4.2.4
 Fig. 4.2.6. Directivity pattern of transducer shown in Fig. 4.2.4



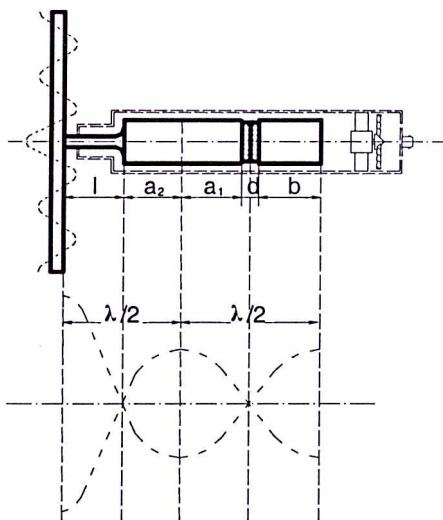
Rys. 4.2.7. Charakterystyka widmowa przetwornika jak na rys. 4.2.4
 Fig. 4.2.7. Spectral characteristic of transducer shown in Fig. 4.2.4

Przedstawiony na rysunku 4.2.4 przetwornik ma wiele zalet: zwartą konstrukcję, dużą wytrzymałość mechaniczną, dużą skuteczność i stosunkowo małą dobroć, co czyni go szczególnie przydatnym do pracy impulsowej. Przetwornik ten nadaje się do pracy w trudnych warunkach przemysłowych, gdzie występuje duży poziom hałasu i drgań mechanicznych, duże zapylenie, chemicznie agresywne środowisko oraz duża zmienność temperatur. Większość z wyżej wymienionych zalet ma również przetwornik z masą promieniującą wykonaną z teflonu, jednak jego skuteczność jest o kilka dB mniejsza.

4.3. PRZETWORNIK PIEZOELEKTRYCZNY TYPU „SANDWICH” Z OSIOWO-SYMETRYCZNĄ PŁYTĄ DRGAJĄCĄ

W klasycznym przetworniku piezoelektrycznym typu „sandwich” masa promieniująca i masa obciążająca są wykonane z metalu i najczęściej obie są skręcone śrubą o dużej wytrzymałości na rozciąganie. Pozwala to na uzyskiwanie dużej sprawności elektroakustycznej (często ponad 90%), a tym samym dużej mocy. Sprawność tę można jeszcze zwiększyć stosując rozwiązania przetwornika zbliżające jego budowę do modelu teoretycznego, eliminując dodatkowe rezonanse związane z budową śruby [4.9]. Amplitudę wychylenia części promieniującej można zwiększyć dołączając do niej transformator akustyczny. Umieszczając na końcu transformatora kołową metalową płytę otrzymujemy przetwornik ultradźwiękowy promieniujący energię ultradźwiękową do ośrodka gazowego o największych możliwych do uzyskania za pomocą przetworników elektromechanicznych poziomach ciśnienia akustycznego, sięgających wartości ponad 170 dB [4.14, 4.15, 4.46]. (Ośrodkiem wiodącym w zakresie budowy przetworników ultradźwiękowych dużej mocy jest zespół kierowany przez prof. J.A. Gallego-Juareza w Instituto de Acustica C.S.I.C. w Madrycie).

Przedstawiona w rozdz. 3.1 analiza drgań płyty osiowo-symetrycznej oraz metoda obliczeń płyty o stopniowanej grubości stanowiła podstawę do opracowania szeregu przetworników ultradźwiękowych pracujących w paśmie częstotliwości 20÷100 kHz.



Rys. 4.3.1. Budowa przetwornika

Fig. 4.3.1. Structure of transducer

Na rysunku 4.3.1 przedstawiono budowę przetwornika ultradźwiękowego z płytą promieniującą. Pobudnik płyty stanowi cylindryczny przetwornik typu „sandwich”,

wyposażony w transformator akustyczny. Pobudnik ten został zaprojektowany zgodnie z teorią przetworników tego typu, na podstawie analizy takiego układu jako układu o stałych rozłożonych. Wymiary poszczególnych elementów przetwornika obliczono, korzystając z równania Langevina postaci [4.34]:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi d f_0}{c_p} \operatorname{tg} \frac{2\pi b f_0}{c_b} = \frac{\rho_p c_p}{\rho_b c_b}, \quad (4.3.1)$$

gdzie: f_0 – częstotliwość rezonansowa,

ρ_p – gęstość ceramiki piezoelektrycznej,

c_p – prędkość dźwięku w ceramice piezoelektrycznej,

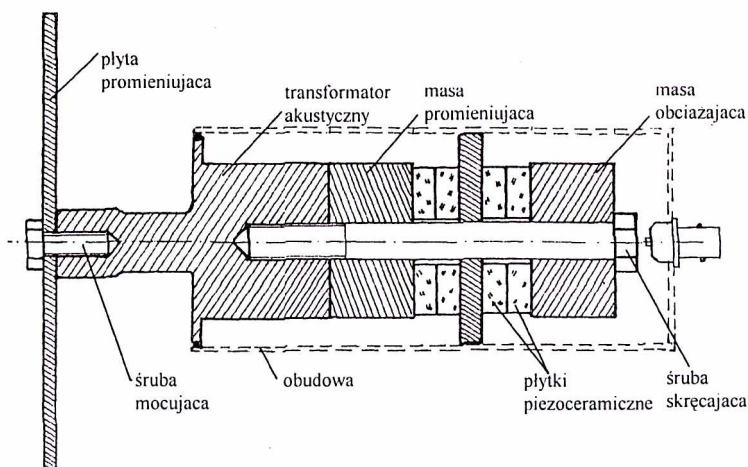
ρ_b – gęstość materiału, z którego wykonana jest masa obciążająca,

c_b – prędkość dźwięku w materiale masy obciążającej,

d – grubość ceramiki piezoelektrycznej,

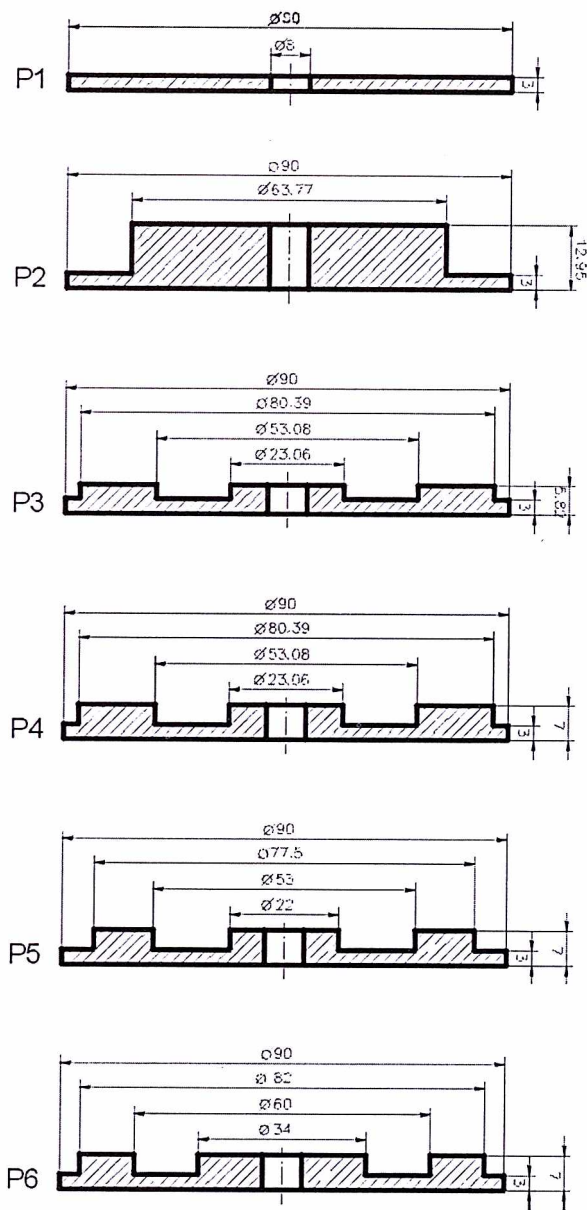
b – długość masy obciążającej.

Długości a_1 , a_2 (rys. 4.3.1) są równe $\lambda/4$, gdzie λ – długość fali w poszczególnych materiałach. W przetworniku o konstrukcji jak na rys. 4.3.2 masa promieniująca i koncentrator (transformator prędkości drgań) wykonane są ze stali. Długość l koncentratora jest równa również $\lambda/4$ (całkowita długość koncentratora jest równa $\lambda/2$). Płyta promieniująca wykonana jest z aluminium i jest przykręcana do koncentratora za pomocą śruby stalowej. Wykonano kilka płyt promieniujących o różnych rozmiarach profili, korzystając z obliczeń przedstawionych w rozdziale 3 i wyników pomiarów rozkładu drgań wzdłuż promienia płyty płaskiej. Na rysunku 4.3.3 przedstawiono wybrane rodzaje płyt, które po zamocowaniu do koncentratora stanowiły element promieniujący przetwornika.



Rys. 4.3.2. Konstrukcja przetwornika

Fig. 4.3.2. Construction of transducer



Rys. 4.3.3. Rodzaje płyt promieniujących: P1 – płyta płaska, P2 – płyta profilowana z jednym węzłem, P3 – płyta profilowana z 3 węzłami, P4 – płyta profilowana z korekcją wysokości stopnia, P5 – płyta profilowana wg [3.39], P6 – płyta profilowana wg linii węzłowych zmierzonych dla płyty P1

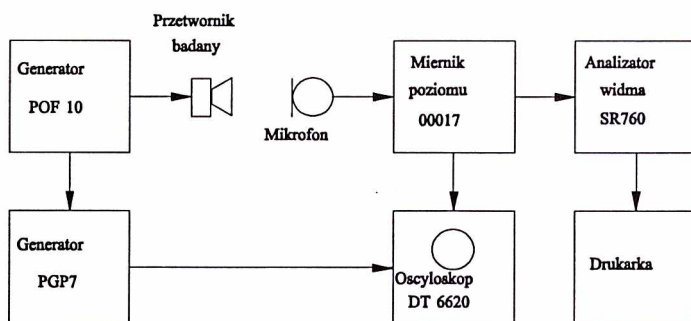
Fig. 4.3.3. Types of radiating plates: P1 – flat plate, P2 – stepped plate with one node, P3 – stepped plate with three nodes, P4 – stepped plate with correction of step height, P5 – stepped plate according to [3.39], P6 – stepped plate according to nodal lines measured for plate P1

4.3.1. BADANIA EKSPERYMENTALNE PRZETWORNIKÓW

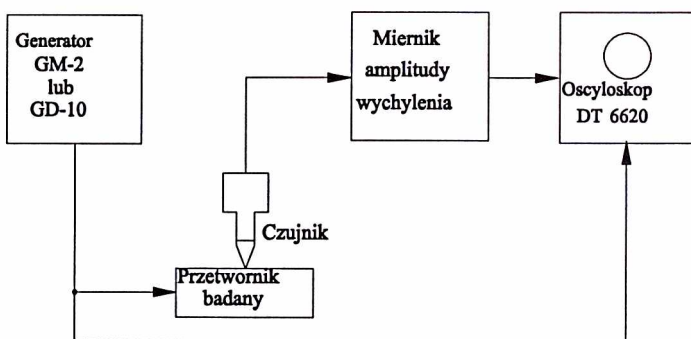
Badania eksperymentalne pozwalają na wyznaczenie podstawowych parametrów przetworników oraz na weryfikację przyjętych założeń dotyczących sposobu drgań płyt promieniujących. Dla przetworników wyposażonych w płyty jak na rys. 4.3.3 zmierzono następujące charakterystyki:

- widmową (z wykorzystaniem analizatora FFT),
- amplitudowo-fazową modułu admitancji w funkcji częstotliwości,
- konduktancji i susceptancji w wybranym zakresie częstotliwości,
- rozkładu drgań wzdłuż promienia płyty,
- rozkładu ciśnienia akustycznego wzdłuż promienia płyty,
- kierunkowości przetwornika.

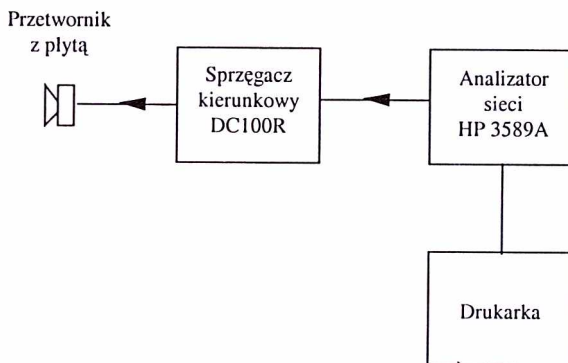
Układ do pomiaru charakterystyk widmowych przetworników przedstawiono na rys. 4.3.4, układ do pomiaru rozkładu amplitudy drgań na powierzchni płyty promieniującej na rys. 4.3.5, a układ do pomiaru immitancji – na rys. 4.3.6.



Rys. 4.3.4. Układ do pomiaru charakterystyki widmowej przetwornika
Fig. 4.3.4. Setup for measuring a spectral-response characteristic of transducer

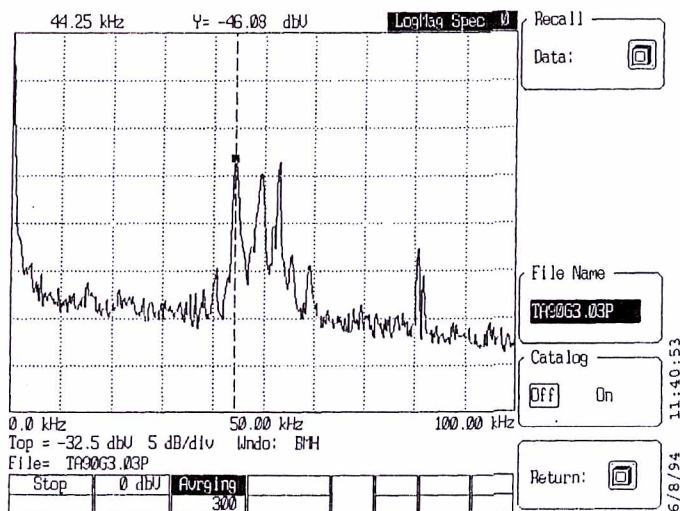


Rys. 4.3.5. Układ do pomiaru rozkładu amplitudy drgań powierzchni płyty drgającej
Fig. 4.3.5. Setup for measuring distribution of vibration amplitude of vibrating plate surface

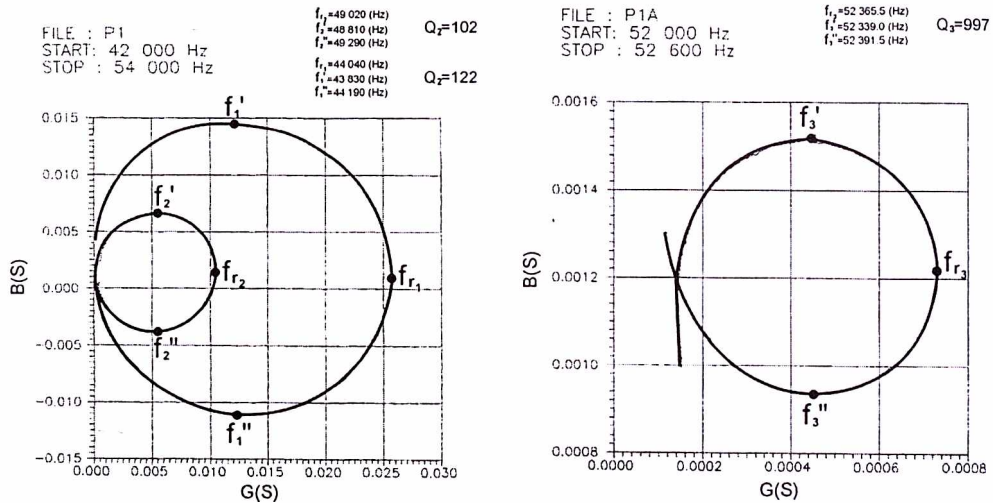


Rys. 4.3.6. Układ do pomiaru charakterystyk immitancji przetwornika
Fig. 4.3.6. Setup for measuring of transducer immittance characteristics

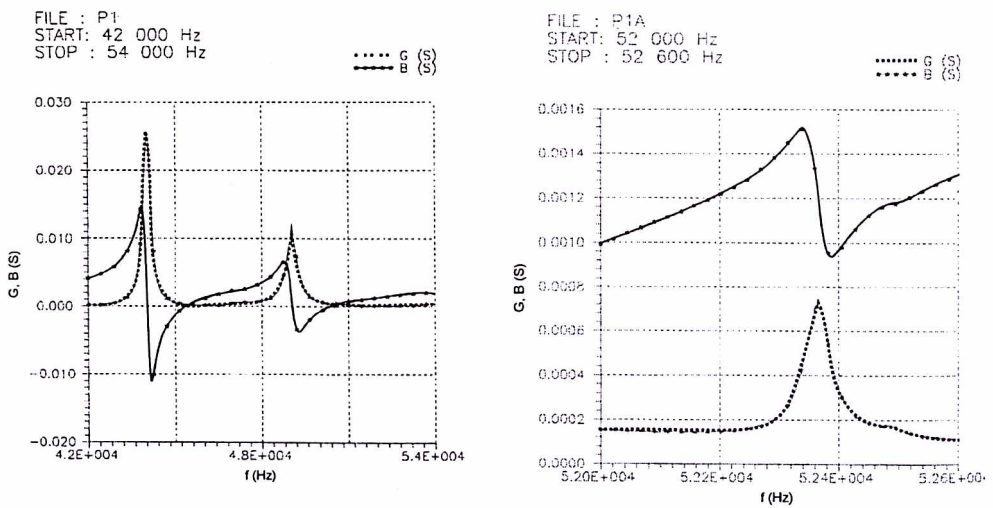
Spośród pełnego zestawu charakterystyk dla każdego przetwornika zostaną przedstawione dwa wybrane przetworniki: z płytą P1 i z płytą P3. Na rysunkach 4.3.7–4.3.11 przedstawiono charakterystyki przetwornika z płytą P1: charakterystykę widmową (rys. 4.3.7), charakterystykę amplitudowo-fazową modułu admitancji (rys. 4.3.8), charakterystykę częstotliwościową konduktancji i susceptancji (rys. 4.3.9), charakterystykę rozkładu drgań i rozkładu ciśnienia akustycznego wzdłuż promienia płyty (rys. 4.3.10) oraz charakterystykę kierunkowości przetwornika dla poszczególnych częstotliwości rezonansowych (rys. 4.3.11).



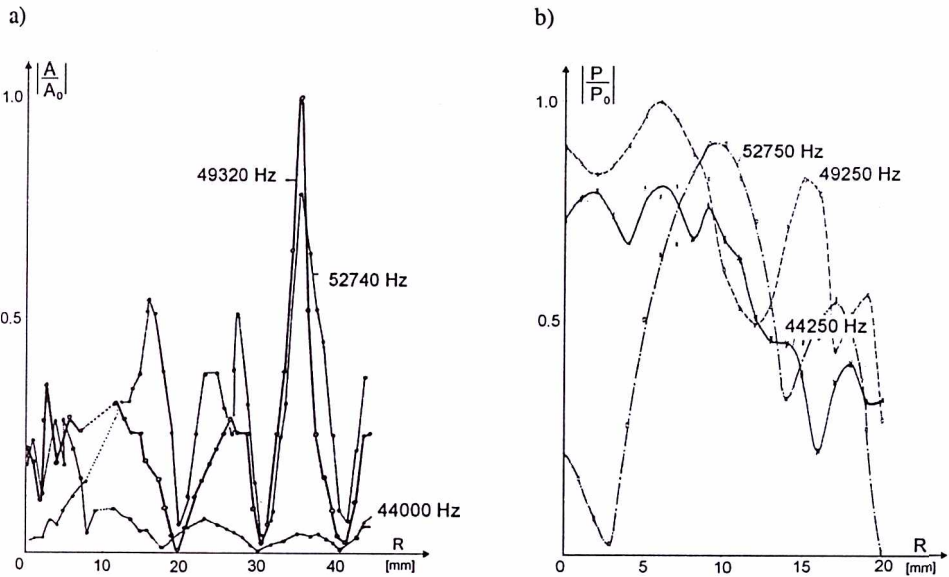
Rys. 4.3.7. Charakterystyka widmowa przetwornika z płytą P1
Fig. 4.3.7. Spectral-response characteristics of transducer with plate P1



Rys. 4.3.8. Pętla admitancji przetwornika z płytą P1
Fig. 4.3.8. Admittance diagram of transducer with plate P1

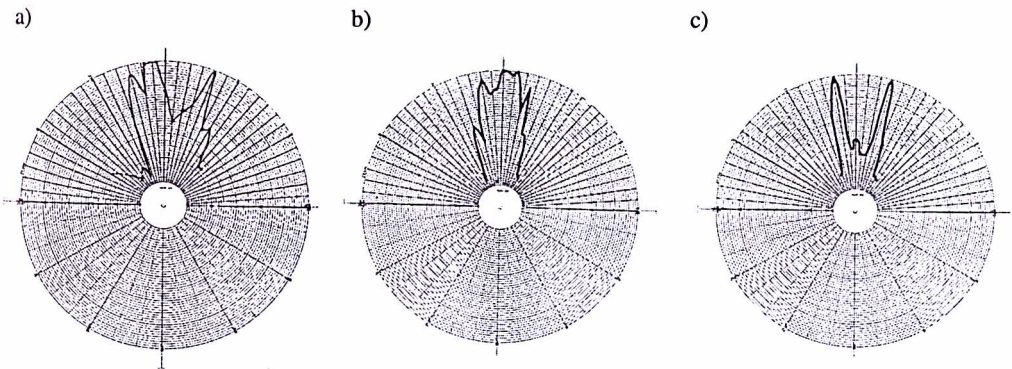


Rys. 4.3.9. Charakterystyki: konduktancji G
i susceptancji B przetwornika z płytą P1
Fig. 4.3.9. Characteristics of conductance G
and susceptance B of transducer with plate P1



Rys. 4.3.10. Rozkład drgań wzdłuż promienia płyty P1: a) rozkład amplitudy wychylenia, b) rozkład ciśnienia w odległości 0,5 m od powierzchni płyty

Fig. 4.3.10. Vibration distribution along the radius of plate P1: a) displacement amplitude distribution, b) pressure distribution measured at 0.5 m distance from plate surface



Rys. 4.3.11. Charakterystyki kierunkowości przetwornika z płytą P1 dla częstotliwości:

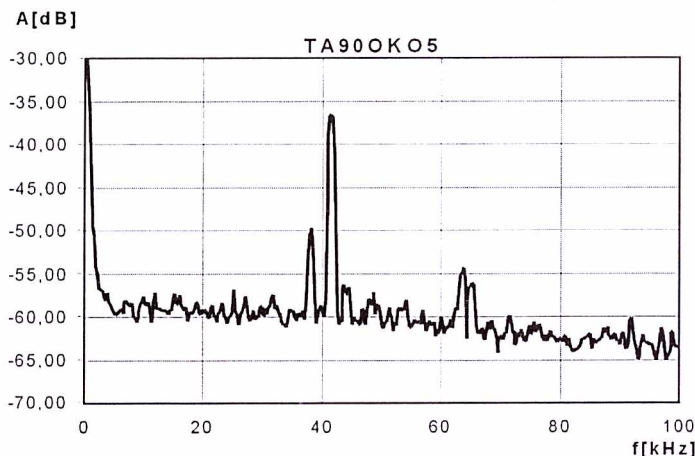
a) $f = 44\,000$ Hz, b) $f = 49\,250$ Hz, c) $f = 52\,750$ Hz

Fig. 4.3.11. Directivity patterns of transducer with plate P1 at frequency:

a) $f = 44\,000$ Hz, b) $f = 49\,250$ Hz, c) $f = 52\,750$ Hz

Odpowiednie ukształtowanie profilu płyty (zgodnie z przeprowadzoną analizą tego zagadnienia w rozdz. 3.1) pozwala na przybliżenie drgań płyty do drgań tłoka oraz zwężenie charakterystyki kierunkowości; na rysunkach 4.3.12–4.3.16 przedstawiono

zestaw charakterystyk dla przetwornika z płytą P3, które pozwalają na bezpośrednie porównanie wyników pomiarów z wynikami przedstawionymi powyżej dla przetwornika z płytą płaską.



Rys. 4.3.12. Charakterystyka widmowa przetwornika z płytą P3
Fig. 4.3.12. Spectral characteristic of transducer with plate P3

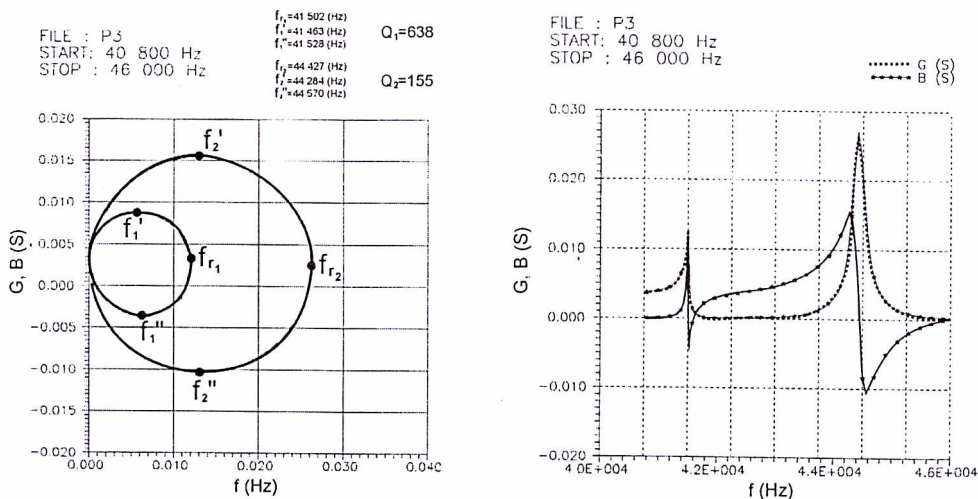
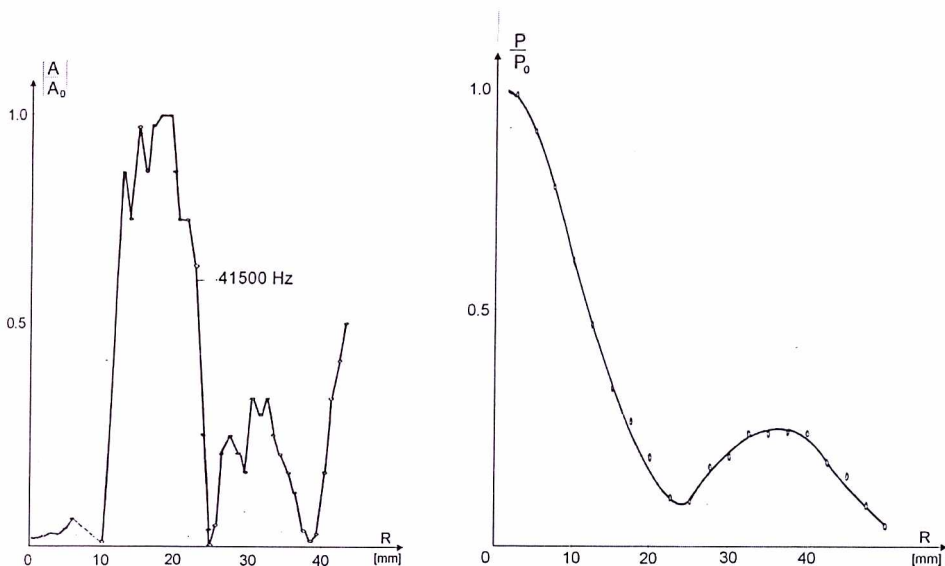
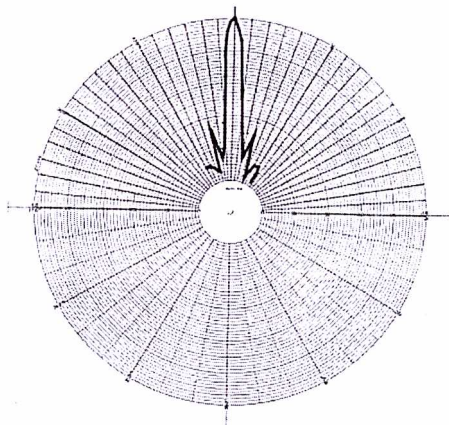


Fig. 4.3.13. Charakterystyki impedancyjne przetwornika z płytą P3: a) charakterystyka amplitudowo-fazowa modułu admitancji, b) charakterystyka konduktancji i susceptancji
Fig. 4.3.13. Impedance characteristics of transducer with plate P3: a) amplitude-phase characteristic of admittance modulus, b) conductance and susceptance characteristics



Rys. 4.3.14. Rozkład drgań wzdłuż promienia płyty P3: a) rozkład amplitudy wychYLENIA,
b) rozkład ciśnienia w odległości 0,5 m od powierzchni płyty

Fig. 4.3.14. Vibration distribution along the radius of plate P3: a) displacement amplitude distribution,
b) pressure distribution measured at 0.5 m distance from plate surface



Rys. 4.3.15. Charakterystyka kierunkowości przetwornika z płytą P3 dla $f = 41\,500$ Hz

Fig. 4.3.15. Directivity pattern of transducer with plate P3 at frequency $f = 41\,500$ Hz

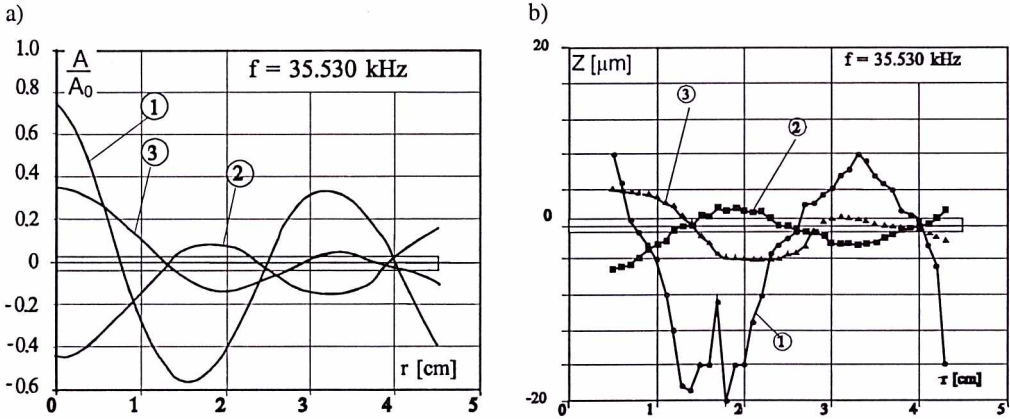
Należy jednak nadmienić, że charakterystyki kierunkowości dla wszystkich płyt profilowanych przedstawionych na rys. 4.3.2 mają podobne szerokości wiązki, jednak tylko przetwornik z płytą P3 ma jeden dominujący rezonans, co sprawia, że jego skuteczność jest największa. W tabeli 4.3.1 zestawiono wyniki pomiarów poziomów ciśnienia aku-

stycznego uzyskane dla przetworników z wszystkimi płytami w odległości 1 m od przetwornika przy mocy zasilania $P = 1\text{ W}$.

Tabela 4.3.1. Zmierzone poziomy ciśnienia akustycznego przetworników z płytami P1–P6
Table 4.3.1. Measured levels of acoustic pressure of transducers with plates P1–P6

Przetwornik z płytą drgającą	Częstotliwość [kHz]	Poziom ciśnienia w odl. 1 m L [dB]
P1	44,250	95
P2	44,500	98
P3	41,500	118
P4	44,000	115
P5	42,250	113
P6	49,125	104

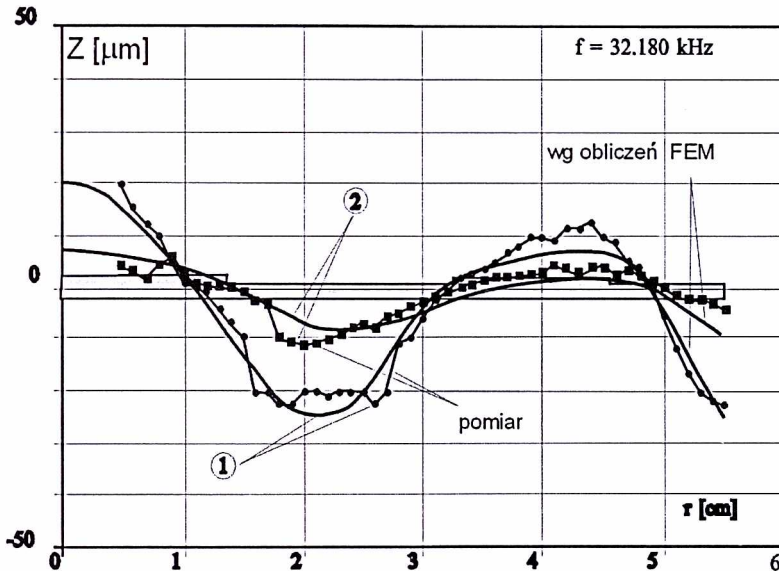
Interesującym zagadnieniem jest pobudzenie płyty nie tylko w osi symetrii, lecz także na okręgach, na których występują maksima wychyleń powierzchni płyty [4.28]. Do obliczeń sposobu drgań płyty pobudzonej do drgań za pomocą przetwornika ultradźwiękowego typu sandwich zastosowano metodę elementów skończonych [4.58] korzystając z opracowanego programu STEPLA FEM (istotę metody przedstawiono w rozdz. 4.4). Do wyznaczania rozkładu ciśnienia wytworzonego przez drgającą płytę wykorzystano program WIN FEM, działający w oparciu o połączoną metodę gęstości źródeł punktowych i metodę elementów skończonych [4.13]. Na rysunku 4.3.16 przedstawiono obliczony i zmierzony rozkład drgań dla płaskiej płyty aluminiowej o średnicy $D = 90\text{ mm}$ i grubości $h = 3\text{ mm}$.



Rys. 4.3.16. Rozkład drgań wzdłuż płyty płaskiej: a) obliczony za pomocą FEM, b) zmierzony,
1 – pobudzenie w osi płyty, 2 – pobudzenie na pierwszym okręgu maksimum wychyleń,
3 – pobudzenie na drugim okręgu maksimum wychyleń [4.28]

Fig. 4.3.16. Vibration distribution along radius of flat plate: a) calculated by FEM, b) measured,
1 – excitation at the plate centre, 2 – excitation at the first circle of maximum displacement,
3 – excitation at the second circle of maximum displacement [4.28]

Dla płyty stopniowanej, której profil został wyznaczony zgodnie z teorią przedstawioną w rozdziale 3.1 obliczono i zmierzono rozkład drgań dla dwóch sposobów pobudzenia: w osi płyty i na drugim okręgu maksimum wychylenia. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 4.3.17.



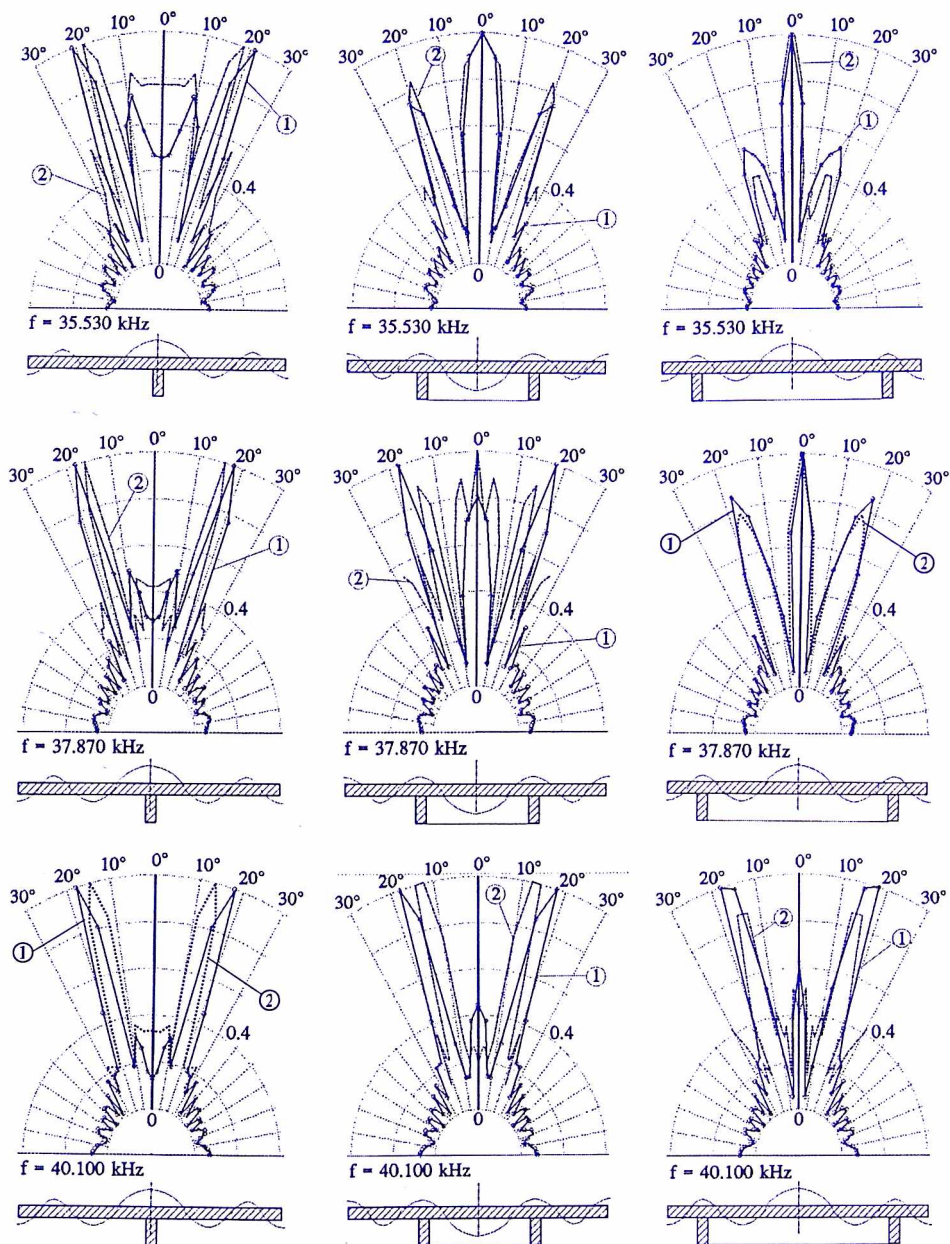
Rys. 4.3.17. Obliczony i zmierzony rozkład drgań wzdłuż promienia płyty profilowanej:

1 – pobudzonej w osi płyty, 2 – pobudzonej na drugim okręgu maksimum wychylenia [4.28]

Fig. 4.3.17. Calculated and measured vibration distribution along radius of stepped plate:

1 – excitation at the plate centre, 2 – excitation at the second circle of maximum displacement [4.28]

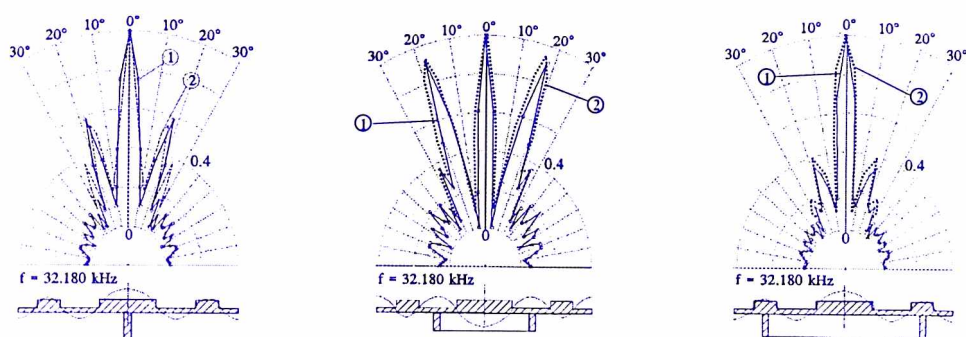
Na rysunku 4.3.18 przedstawiono zestawienie obliczonych i zmierzonych charakterystyk kierunkowości dla przetworników z płytą płaską pracujących przy różnych częstotliwościach, a na rysunku 4.3.19 – przetwornika z płytą profilowaną pracującą przy jednej częstotliwości, dla różnych miejsc pobudzenia płyty do drgań. Z porównania tych charakterystyk wynika, że zmieniając miejsce pobudzenia płyty do drgań można otrzymać charakterystyki o różnych kształtach. Ma to duże znaczenie praktyczne, można bowiem dostosować sposób pobudzenia płyty do określonych zastosowań przetwornika, eliminując na przykład konieczność stosowania kilku źródeł promieniujących energię w różnych kierunkach. Dla płyty profilowanej, dla uzyskania wąskiej charakterystyki kierunkowości korzystne jest jej pobudzenie na zewnętrznym okręgu maksimum wychylenia płyty.



Rys. 4.3.18. Charakterystyki kierunkowości przetworników z płytą płaską pobudzaną do drgań w punktach odpowiadających maksimum wychYLENIA płyty: 1 – wg obliczeń, 2 – wg pomiarów [4.28]

Fig. 4.3.18. Directivity patterns of transducers with flat plate excited to vibration at points of maximum plate displacement: 1 – theoretical, 2 – measured [4.28]

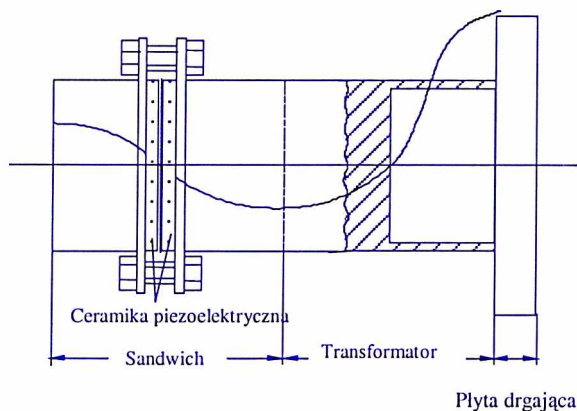
Wpływ miejsca pobudzenia na charakterystykę kierunkowości przetwornika pracującego z płytą profilowaną przy częstotliwości $f = 32\,180\text{ Hz}$ przedstawiono na rys. 4.3.19.



Rys. 4.3.19. Charakterystyka kierunkowości płyty profilowanej pobudzonej w osi i na okręgach odpowiadających maksimum wychyleń: 1 – wg obliczeń, 2 – wg pomiarów [4.28]

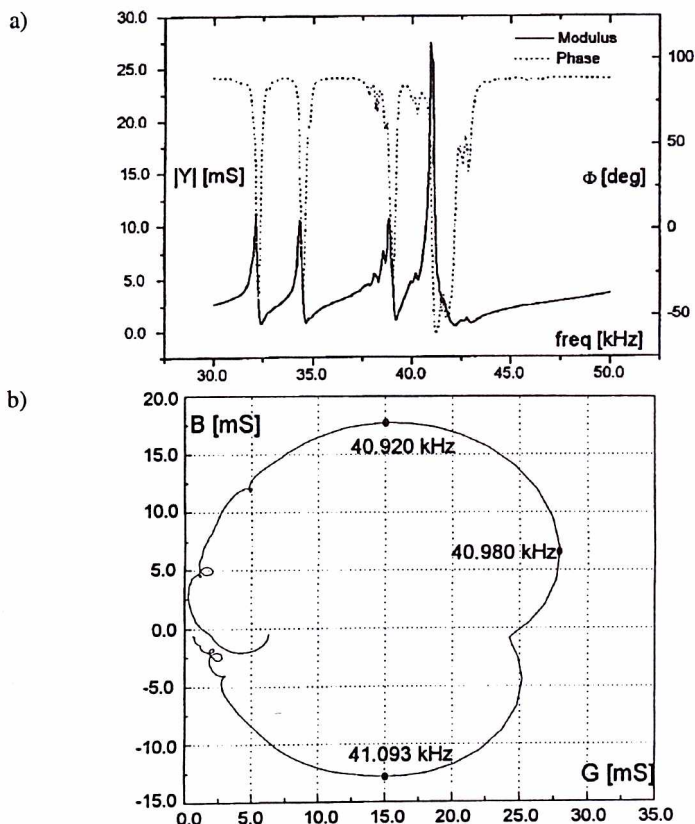
Fig. 4.3.19. Directivity patterns of circular stepped plate radiators excited at axis and at maximum displacement circles: 1 – theoretical, 2 – measured [4.28]

Do pobudzenia płyty w osi symetrii można stosować przetwornik o budowie jak na rys. 4.3.1, natomiast pobudzenie na okręgach odpowiadających maksimum amplitudy wychYLENIA wymaga innej konstrukcji pobudnika. Opracowano kilka rozwiązań pobudników piezoelektrycznych wykorzystujących zasadę działania przetwornika typu „sandwich” [4.26, 4.28, 4.29]. Na rysunku 4.3.20 przedstawiono jedno z rozwiązań przetwornika z płytą pobudzaną w strzałce drgań giętnych, a na rys. 4.3.21 jego charakterystykę admitancyjną. Przetwornik ten charakteryzuje się stosunkowo dużą dobrocią mechaniczną ($Q = 236$).



Rys. 4.3.20. Przetwornik typu „sandwich” z płytą pobudzaną na okręgu strzałki fali giętniej [4.26]

Fig. 4.3.20. „Sandwich” transducer with plate excited in loop of bending wave [4.26]

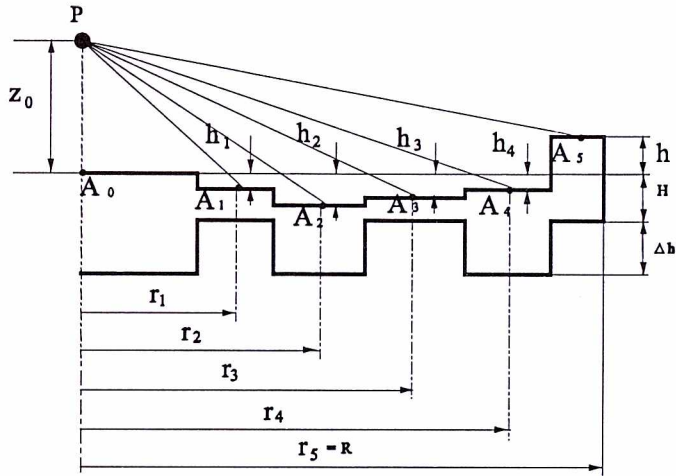


Rys. 4.3.21. Charakterystyka modułu admittancji a) i pętla admittancji b) przetwornika jak na rys. 4.3.20 [4.28]

Fig. 4.3.21. Characteristic of admittance modulus a) and admittance diagram of transducer presented in Fig. 4.3.20 [4.28]

Jak wspomniano w rozdz. 3.1, płyta może być profilowana jednostronnie lub dwustronnie. Profilowanie dwustronne pozwala na dalszą korektę amplitudy drgań wzdłuż promienia płyty oraz na zmniejszenie szerokości wiązki [4.16]. Stopniowanie dwustronne grubości płyty może zostać wykorzystane do zwiększenia poziomu ciśnienia akustycznego na osi płyty. Modyfikując drugą stronę płyty profilowanej jednostronnie można uzyskać efekt ogniskowania wiązki [4.45]. Na rysunku 4.3.22 przedstawiono sposób wyznaczania głębokości wycięć ogniskujących na powierzchni płyty.

(Ponieważ przedstawionych w pracy [4.45] wyników obliczeń, mimo wielokrotnych prób nie udało się potwierdzić eksperymentalnie, opracowano algorytm obliczeniowy dla dwóch rodzajów płyt drgających o różnych średnicach i grubościach. Wyniki obliczeń i wyniki pomiarów przedstawiono poniżej).



Rys. 4.3.22. Sposób wyznaczania głębokości wycięć ogniskujących na powierzchni płyty [4.45]

Fig. 4.3.22. Way of determining focused cut-out depth on plate surface [4.45]

O punkcie ogniskowania energii akustycznej w odległości z_0 decyduje jej profil powierzchni. Głębokość wycięć można wyznaczyć korzystając z zależności:

$$\left. \begin{aligned} d_0 &= z_0 \\ d_i &= PA_i = \sqrt{(z_0 + h_i)^2 + r_i^2} \\ d_i - d_{i-1} &= \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\}, \quad (4.3.2)$$

gdzie: $i = 1, 2, 3, \dots, n$,

n – numer linii węzłowej.

Na podstawie zależności (4.3.2) można uzyskać algorytm obliczeniowy w postaci równania:

$$h_i^2 + 2z_0 h_i + \left(z_0^2 + r_i^2 - \frac{c^2}{4f^2} - PA_{i-1} \frac{c}{f} - PA_{i-1}^2 \right) = 0, \quad (4.3.3)$$

w którym: c – prędkość dźwięku w ośrodku gazowym,

f – częstotliwość drgań własnych płyty,

$PA_0 = z_0$,

$PA_{i-1} = [(z_0 + h_{i-1})^2 + r_{i-1}^2]^{1/2}$,

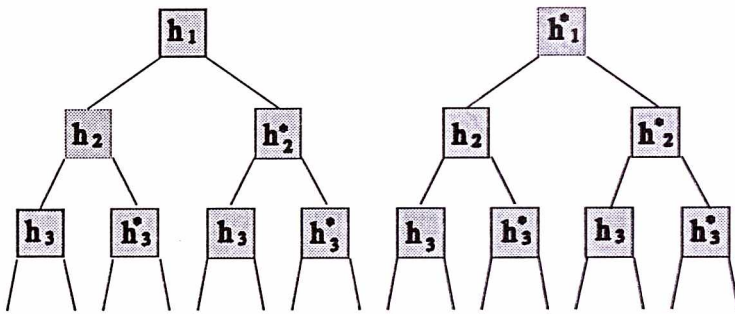
$i = 1, 2, 3, \dots, n$ – numer linii węzłowej.

Równanie (4.3.3) ma dwa pierwiastki:

$$h_i = \frac{-2z_o + \sqrt{\frac{c^2}{f^2} + 4 \left(PA_{i-1}^2 + \frac{c}{f} PA_{i-1} - r_i^2 \right)}}{2}, \quad (4.3.4)$$

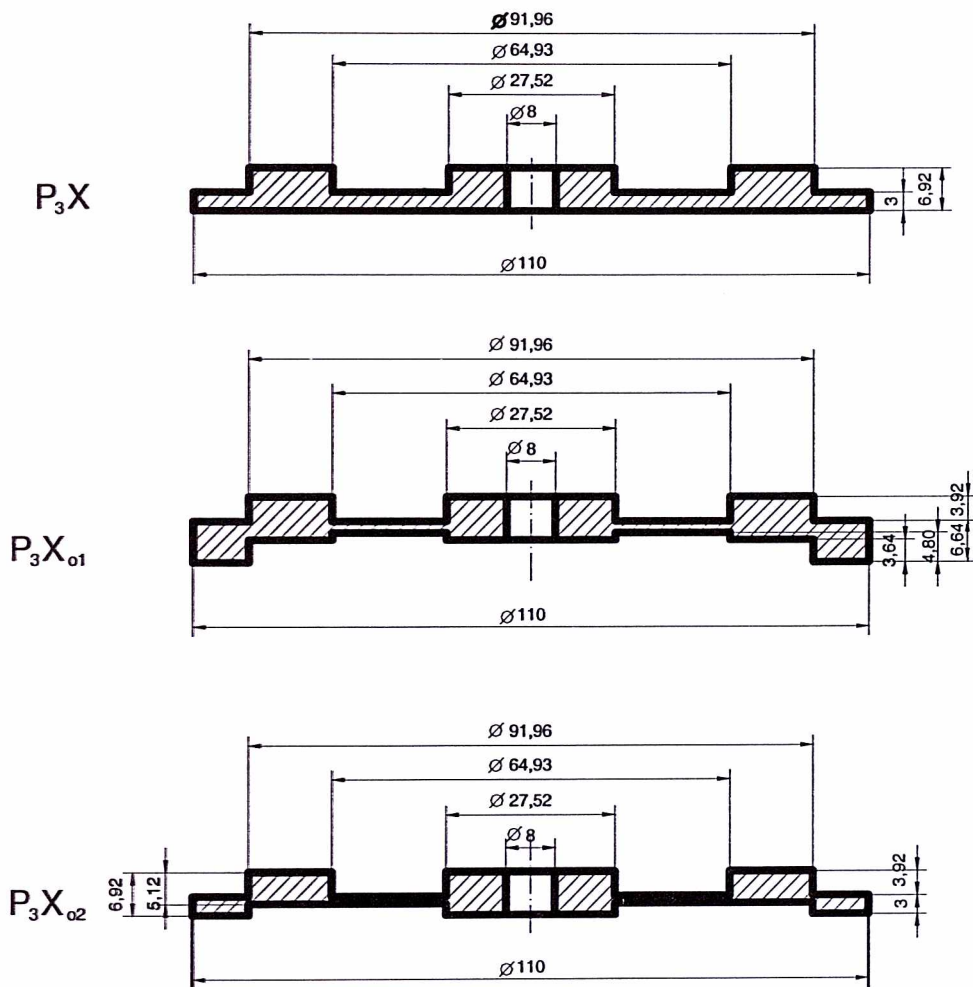
$$h_i^* = \frac{-2z_o - \sqrt{\frac{c^2}{f^2} + 4 \left(PA_{i-1}^2 + \frac{c}{f} PA_{i-1} - r_i^2 \right)}}{2}, \quad (4.3.5)$$

przy czym wartość głębokości h_i^* jest zawsze mniejsza od zera. Ujemna wartość głębokości oznacza „nadbudowanie” płyty, a dodatnia – wycięcie. Rozwiązując wielomian (4.3.3) dla n -linii węzłowych otrzymuje się drzewo rozwiązań przedstawione na rys. 4.3.23, z których w praktyce daje się zastosować tylko jedną gałąź (kombinację). Pozostałe kombinacje rozwiązań dają zbyt duże wartości głębokości wycięć (znacznie większe od grubości bazowej płyty).

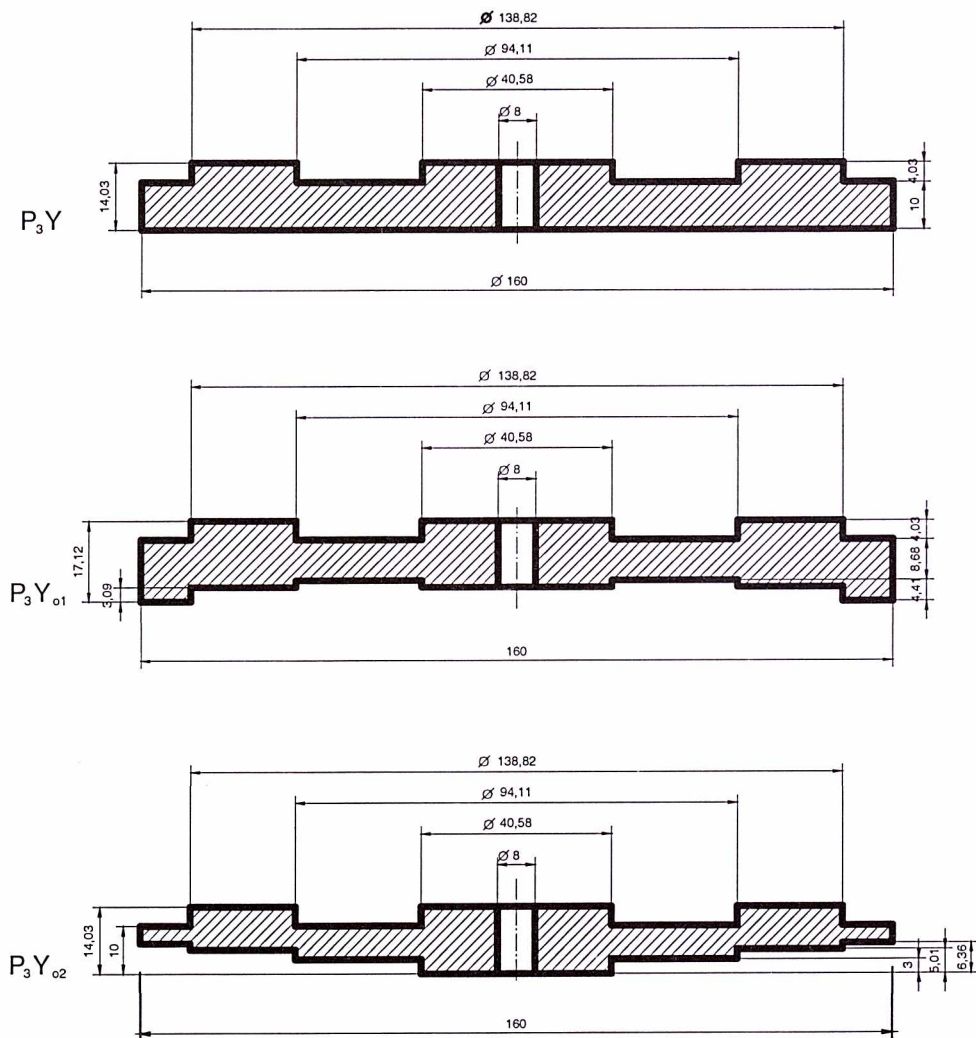


Rys. 4.3.23. Drzewo rozwiązań wielomianu (4.3.3)
Fig. 4.3.23. Tree diagram of solutions of polynomial (4.3.3)

Opracowano program komputerowy, umożliwiający wyznaczanie głębokości wycięć ogniskujących płyty o zadanej średnicy, liczbie i położeniu okręgów węzłowych, grubości bazowej płyty i częstotliwości drgań własnych, dla zadanego ogniska z_o [4.5]. Zaprojektowano dwie rodziny płyt aluminiowych „X” i „Y” przedstawione na rys. 4.3.24 i 4.3.25.



Rys. 4.3.24. Płyty promieniujące z rodziny „X”: P_3X – płyta profilowana z 3 węzłami, P_3X_{01} – płyta profilowana z 3 węzłami i wycięciami ogniskującymi dla $z_o = 122,66$ mm, P_3X_{02} – płyta profilowana z 3 węzłami i wycięciami ogniskującymi dla $z_o = 94,14$ mm
 Fig. 4.3.24. Radiating plates from group “X”: P_3X – profiled plate with 3 nodes, P_3X_{01} – profiled plate with 3 nodes and focusing cut-outs for $z_o = 122,66$ mm, P_3X_{02} – profiled plate with 3 nodes and focusing cut-outs for $z_o = 94,14$ mm



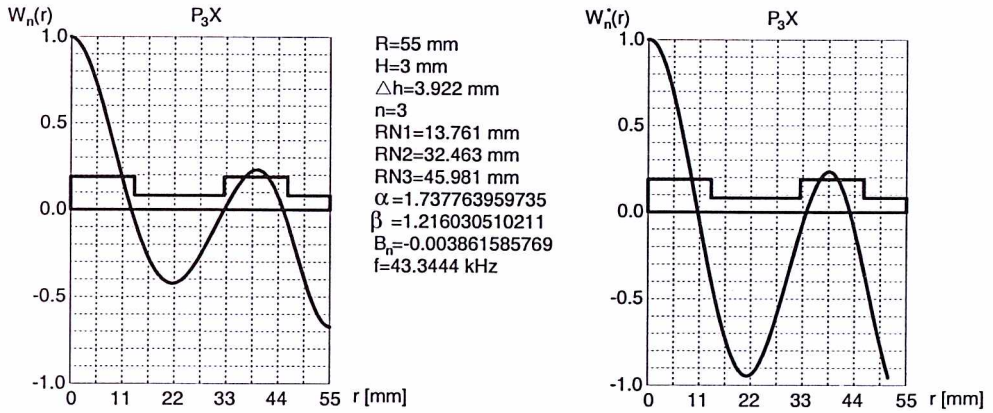
Rys. 4.3.25. Płyty promieniujące z rodziny „Y”: P₃Y – płyta profilowana z trzema węzłami, P₃Y₀₁ – płyta profilowana z trzema węzłami i wycięciami ogniskującymi dla $z_0 = 206,5$ mm, P₃Y₀₂ – płyta profilowana z trzema węzłami i wycięciami ogniskującymi dla $z_0 = 550$ mm

Fig. 4.3.25. Radiating plates from group “Y”: P₃Y – profiled plate with 3 nodes,

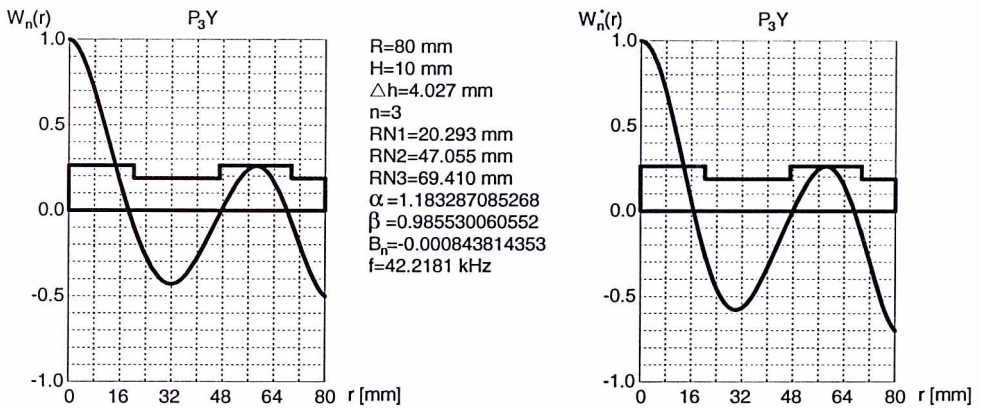
P₃Y₀₁ – profiled plate with 3 nodes and focusing cut-outs for $z_0 = 206,5$ mm,

P₃Y₀₂ – profiled plate with 3 nodes and focusing cut-outs for $z_0 = 550$ mm

Obliczone parametry zaprojektowanych płyt bazowych P₃X i P₃Y przedstawiono odpowiednio na rys. 4.3.26 i 4.3.27.



Rys. 4.3.26. Obliczone parametry płyty bazowej P_3X
 Fig. 4.3.26. Calculated parameters of basic plate P_3X



Rys. 4.3.27. Obliczone parametry płyty bazowej P_3Y
 Fig. 4.3.27. Calculated parameters of basic plate P_3Y

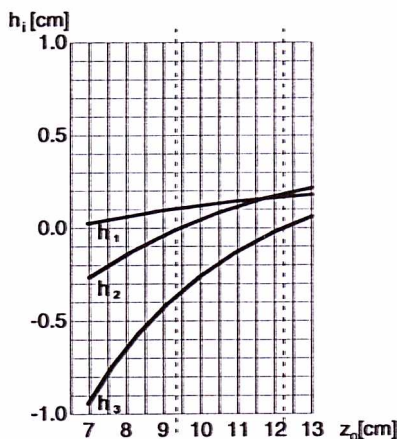
Funkcja $W_n(r)$ jest krzywą dynamiczną drgań giętnych płyty daną wzorem (3.1.3), natomiast funkcja $W_n^*(r)$ wyraża się wzorem:

$$W_n^*(r) = K_r W_n(r), \quad (4.3.6)$$

gdzie: $K_r = 1$ dla $W_n(r) > 0$,

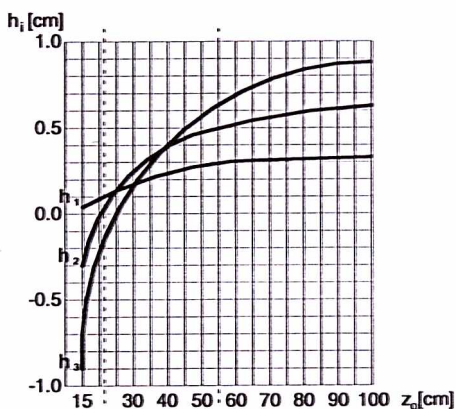
$$K_r = (H + \Delta h)/H \text{ dla } W_n(r) < 0.$$

Jak wynika z badań eksperymentalnych, funkcja $W_n^*(r)$ lepiej przybliża faktyczny rozkład drgań powierzchni płyty profilowanej. Obliczenia wycięć ogniskujących (zob. rys. 4.3.22) w zależności od wyboru ogniska z_o dla płyt P_3X i P_3Y przedstawiono odpowiednio na rys. 4.3.28 i 4.3.29.



Rys. 4.3.28. Obliczenia wycięć ogniskujących dla płyty P_3X ($n = 3$, $R = 55$ mm, $H = 3$ mm)

Fig. 4.3.28. Calculation of focusing cut-outs for plate P_3X ($n = 3$, $R = 55$ mm, $H = 3$ mm)



Rys. 4.3.29. Obliczenia wycięć ogniskujących dla płyty P_3Y ($n = 3$, $R = 80$ mm, $H = 10$ mm)

Fig. 4.3.29. Calculation of focusing cut-outs for plate P_3Y ($n = 3$, $R = 80$ mm, $H = 10$ mm)

Obydwie rodziny płyt „X” i „Y” różnią się średnicą i grubością bazową H . Wszystkie płyty zaprojektowano na częstotliwość pracy przetwornika typu „sandwich” (spełniającego rolę pobudnika), która wynosiła $f = 43$ kHz. W celu sprawdzenia możliwości uzyskania ogniska w określonej odległości od powierzchni płyty głębokość wycięć ogniskujących dobrano tak, aby uzyskać odpowiednio:

- dla płyty P_3X_{01} – $z_o = 9,5$ cm,
- dla płyty P_3X_{02} – $z_o = 12$ cm,
- dla płyty P_3Y_{01} – $z_o = 20,5$ cm,
- dla płyty P_3Y_{02} – $z_o = 55$ cm.

Obliczone głębokości wycięć powierzchni płyty dla założonych wyżej ognisk przedstawiono w tab. 4.3.2. Otrzymane wartości z_0 wskazują na dobrą zgodność wyników obliczeń z wartościami założonymi.

Tab. 4.3.2. Obliczone głębokości wycięć powierzchni dla zadanych ognisk
 Tab. 4.3.2. Calculated depths of surface cut-outs for the focuses assumed

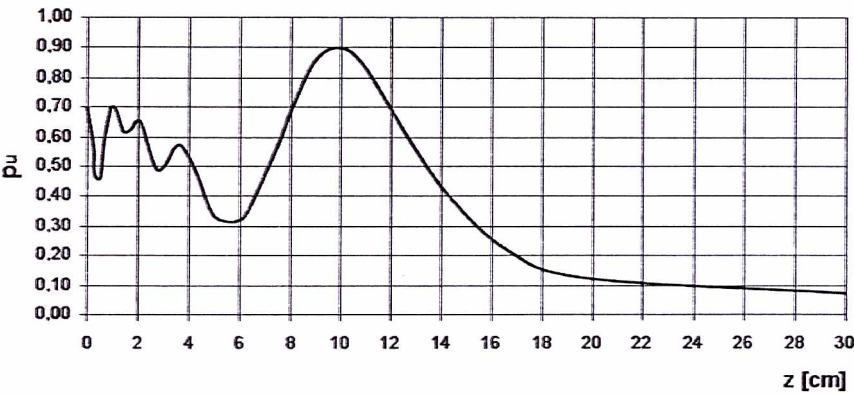
Rodzaj płyty	P_3X_{01}	P_3X_{02}	P_3Y_{01}	P_3Y_{02}
z_0 [cm]	9,414	12,266	20,65	55
h_1 [cm]	+0,1159	+0,1794	+0,1316	+0,3002
h_2 [cm]	0	+0,1811	0	+0,5007
h_3 [cm]	-0,3635	0	-0,3086	+0,6358

Ciśnienie dźwięku wzdłuż osi promieniowania można obliczyć z zależności:

$$p = \int_0^R \frac{r}{\sqrt{r^2 + z_0^2}} W_n^*(r) e^{j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{r^2 + z_0^2}} dr, \tag{4.3.7}$$

gdzie: R – promień płyty,
 $W_n^*(r)$ – krzywa dynamiczna drgań płyty dana wzorem (4.3.6).

Na rysunku 4.3.30 przedstawiono obliczony rozkład ciśnienia akustycznego wzdłuż osi dla przetwornika z płytą P_3X_{01} .



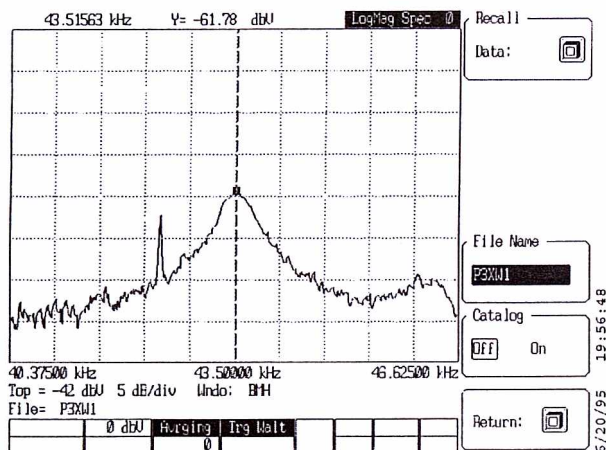
Rys. 4.3.30. Obliczony rozkład ciśnienia akustycznego wzdłuż osi przetwornika z płytą P_3X_{01} promieniującą powierzchnią profilowaną

Fig. 4.3.30. Computed pressure distribution along axis of transducer with plate P_3X_{01} radiating with profiled surface

Używając przetwornika typu „sandwich” z koncentratorem (transformatorem prędkości drgań) jako źródła pobudzającego płytę do drgań giętnych przeprowadzono pomiary zaprojektowanych i wykonanych z aluminium płyt [4.4]. Dla każdej płyty zmierzono charakterystykę:

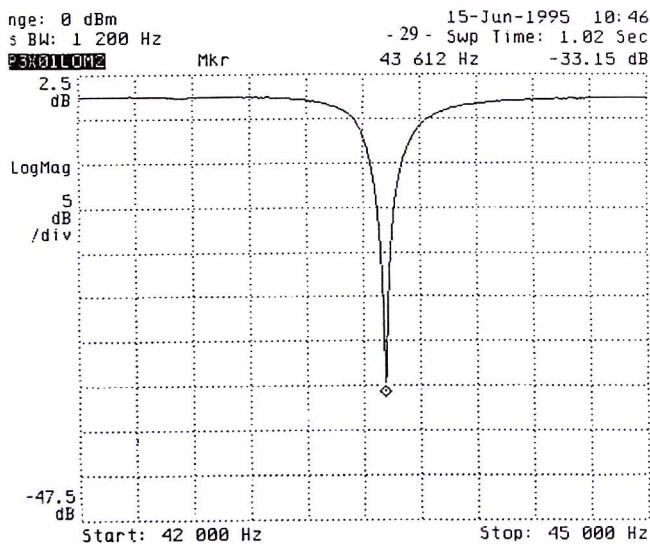
- immitancji,
- widmowa,
- rozkładu ciśnienia akustycznego wzdłuż osi płyty,
- rozkładu ciśnienia akustycznego wzdłuż promienia płyty.

Na rysunkach 4.3.31–4.3.34 przedstawiono przykładowe charakterystyki dla płyty P_3X_{01} .



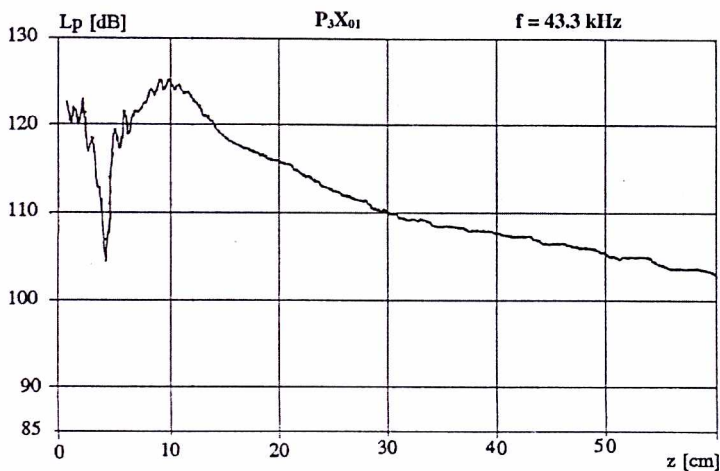
Rys. 4.3.31. Charakterystyka widmowa przetwornika z płytą P_3X_{01}

Fig. 4.3.31. Spectral response characteristic of transducer with plate P_3X_{01}



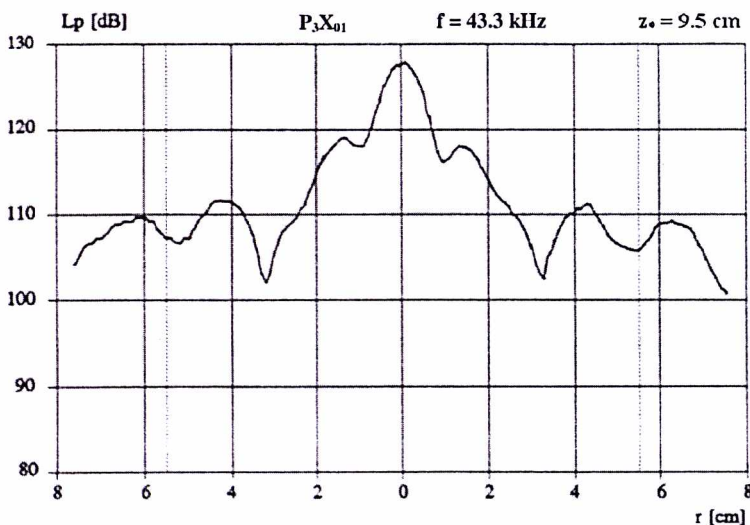
Rys. 4.3.32. Charakterystyka immitancji przetwornika z płytą P_3X_{01}

Fig. 4.3.32. Immittance characteristic of transducer with plate P_3X_{01}



Rys. 4.3.33. Rozkład ciśnienia akustycznego wzdłuż osi przetwornika z płytą P_3X_{01} promieniującą powierzchnią profilowaną

Fig. 4.3.33. Distribution of sound pressure along axis of transducer with plate P_3X_{01} whose profiled surface radiates



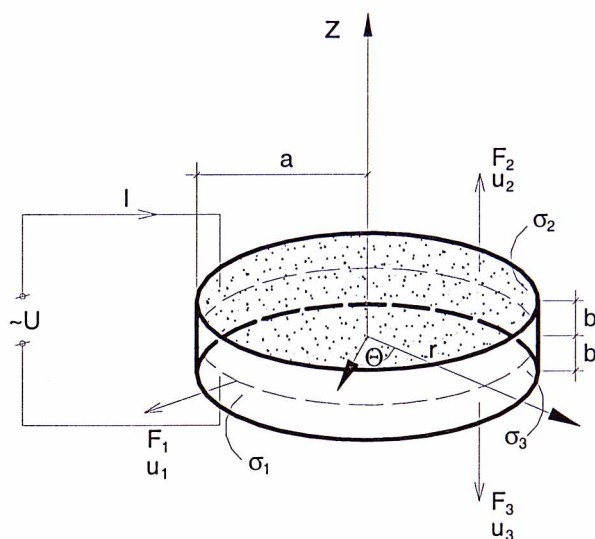
Rys. 4.3.34. Rozkład ciśnienia akustycznego wzdłuż promienia płyty P_3X_{01}

Fig. 4.3.34. Sound pressure distribution along radius of plate P_3X_{01}

Otrzymane poziomy ciśnienia akustycznego w osi wiązki (w ognisku) są o ponad 20 dB wyższe od poziomów ciśnień uzyskanych dla płyt profilowanych jednostronnie. Powierzchnia przekroju poprzecznego ogniska dla płyty P_3X_{01} wynosiła $S \approx 1 \text{ cm}^2$.

4.4. PRZETWORNIK Z OSIOWO-SYMETRYCZNYM ELEMENTEM PIEZOELEKTRYCZNYM DRGAJĄCYM RADIALNIE

Do generacji fal ultradźwiękowych w zakresie częstotliwości 20–100 kHz alternatywą dla przetwornika piezoelektrycznego typu „sandwich” jest przetwornik piezoelektryczny w kształcie dysku lub pierścienia o stałej lub zmiennej grubości, w którym wykorzystuje się drgania radialne [4.8, 4.19, 4.33, 4.35, 4.40, 4.47, 4.48, 4.49]. Przetwornik w kształcie dysku, dzięki sprzężeniu pomiędzy odkształceniem radialnym i odkształceniem wzdłuż osi płytki może być również wykorzystany jako źródło fali płaskiej lub cylindrycznej generowanej do ośrodka gazowego, pod warunkiem wyposażenia jego powierzchni promieniującej w odpowiednią warstwę dopasowującą. Drgania radialne dysku piezoelektrycznego pozwalają na uzyskanie charakterystyki promieniowania o zredukowanym polu bliskim i zredukowanych listkach bocznych [4.41]. Jeśli rozkład amplitudy na powierzchni promieniującej jest zbliżony do funkcji Gaussa (a taki rozkład uzyskuje się w przypadku drgań radialnych; maksymalne przemieszczenie występuje tu w osi dysku i zanika w kierunku jego krawędzi), to pole bliskie jest ograniczone do niewielkich rozmiarów i listki boczne praktycznie nie występują.



Rys. 4.4.1. Układ współrzędnych, rozkład sił i wymiary dysku piezoelektrycznego
Fig. 4.4.1. Coordinate system, force distribution and dimensions of piezoelectric disk

Na rysunku 4.4.1 przedstawiono dysk piezoelektryczny z warstwą metalizowaną naniesioną na jego płaskie powierzchnie jako układ o jednym wejściu elektrycznym i trzech wyjściach mechanicznych. Zakładając, że drgania zachodzą jedynie na kie-

runkach odpowiadających współrzędnej z i współrzędnej r układ równań opisujących wzajemne zależności między wielkościami elektrycznymi (składową wektora pola elektrycznego E_z oraz wektora indukcji elektrycznej D_z) i wielkościami mechanicznymi (składowymi tensora naprężeń T_{rr} , $T_{\theta\theta}$, T_{zz} oraz tensora odkształceń S_{rr} , $S_{\theta\theta}$, S_{zz}) ma postać [4.35]:

$$\begin{aligned} T_{rr} &= c_{11}^D S_{rr} + c_{12}^D S_{\theta\theta} + c_{13}^D S_{zz} - h_{31} D_z, \\ T_{\theta\theta} &= c_{12}^D S_{rr} + c_{11}^D S_{\theta\theta} + c_{13}^D S_{zz} - h_{31} D_z, \\ T_{zz} &= c_{13}^D S_{rr} + c_{13}^D S_{\theta\theta} + c_{33}^D S_{zz} - h_{33} D_z, \\ E_z &= -h_{31} S_{rr} - h_{31} S_{\theta\theta} - h_{33} S_{zz} + D_z / \varepsilon_{33}^S, \end{aligned} \quad (4.4.1)$$

gdzie: C_{ij} – składowe macierzy sprężystości piezoceramiki przy stałej D ,
 h_{ij} – składowe stałej piezoelektrycznej.

$$S_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}; \quad S_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r}; \quad S_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}. \quad (4.4.2)$$

Równanie ruchu dla drgań radialnych i drgań grubościowych dysku ma postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{T_{rr} - T_{\theta\theta}}{r} &= \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

Rozwiązując równania (4.41)–(4.4.3) dla fali sinusoidalnej przy założeniu ciągłości prędkości wychyleń na powierzchniach granicznych między ceramiką i ośrodkiem, do którego promieniowana jest energia, otrzymuje się zależności na przemieszczenia radialne u_r i grubościowe u_z powierzchni promieniających postaci:

$$\begin{aligned} u_r &= -\frac{u_1}{j\omega J_1(k_1 a)} J_1(k_1 r), \\ u_z &= \frac{1}{j\omega} \left[-\frac{(u_3 + u_2)}{2 \sin(k_3 b)} \sin(k_3 z) + \frac{(u_3 - u_2)}{2 \cos(k_3 b)} \cos(k_3 z) \right], \end{aligned} \quad (4.4.4)$$

gdzie:

$$k_1 = \frac{\omega}{c_1}; \quad c_1 = \sqrt{\frac{c_{11}^D}{\rho}}; \quad k_3 = \frac{\omega}{c_3}; \quad c_3 = \sqrt{\frac{c_{33}^D}{\rho}}. \quad (4.4.5)$$

Siły na powierzchniach promieniujących można zdefiniować jako:

$$\begin{aligned}\int_{\sigma_1} T_{rr}(a) d\sigma &= -F_1, \\ \int_{\sigma_2} T_{zz}(b) d\sigma &= -F_2, \\ \int_{\sigma_3} T_{zz}(-b) d\sigma &= -F_3,\end{aligned}\tag{4.4.6}$$

gdzie $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – powierzchnie promieniujące, jak na rys. 4.4.1. Po przekształceniach wyrażenia na poszczególne siły przyjmują postać [4.35]:

$$\begin{aligned}F_1 &= \frac{Z_1}{j} \left[\left(\frac{k_1 a J_0(k_1 a) - J_1(k_1 a)}{k_1 a J_1(k_1 a)} \right) + \frac{c_{12}^D}{k_1 a c_{11}^D} \right] u_1 + \frac{2\pi a c_{13}^D}{j\omega} (u_2 + u_3) + \frac{4bh_{31}}{j\omega a} I, \\ F_2 &= \frac{2\pi a c_{13}^D}{j\omega} u_1 + \frac{Z_3}{j} \left(\frac{u_2}{\operatorname{tg}(2k_3 b)} + \frac{u_3}{\sin(2k_3 b)} \right) + \frac{h_{33}}{j\omega} I, \\ F_3 &= \frac{2\pi a c_{13}^D}{j\omega} u_1 + \frac{Z_3}{j} \left(\frac{u_2}{\sin(2k_3 b)} + \frac{u_3}{\operatorname{tg}(2k_3 b)} \right) + \frac{h_{33}}{j\omega} I,\end{aligned}\tag{4.4.7}$$

gdzie: $Z_1 = 4 \pi a b \rho c_1$ – impedancja akustyczna piezoceramiki wzdłuż promienia r ,

$Z_3 = 4 \pi a^2 \rho c_3$ – impedancja akustyczna piezoceramiki wzdłuż osi z ,

$I = D_z / j\omega \pi a^2$.

Do analizy drgań dysku piezoelektrycznego można stosować również metodę elementów skończonych. Istotą tej metody jest podział dowolnego kontinuum sprężystego na elementy w taki sposób, by były one połączone ze sobą za pomocą skończonej liczby punktów węzłowych. Dla układu osiowosymetrycznego przemieszczenie każdego węzła zdefiniowane jest przez jego dwie składowe u_r oraz u_z . Uwzględniając związki charakterystyczne dla FEM równanie ruchu dla układu sprężystego z uwzględnieniem liniowego tłumienia ma postać [4.58]:

$$[\mathbf{K}]\{\delta\} + [\mathbf{C}]\frac{\partial}{\partial t}\{\delta\} + [\mathbf{M}]\frac{\partial^2}{\partial t^2}\{\delta\} + \{\mathbf{F}\} = 0,\tag{4.4.8}$$

gdzie:

$[\mathbf{K}]$ – macierz sztywności,

$\{\delta\}$ – macierz przemieszczeń węzłów,

$[\mathbf{C}]$ – macierz tłumienia,

$[\mathbf{M}]$ – macierz mas układu,

$\{\mathbf{F}\}$ – macierz sił pochodzących od obciążeń zewnętrznych.

Przyjmując, że tłumienie jest równe zero i brak jest sił obciążających równanie ruchu przyjmie postać:

$$[\mathbf{K}]\{\delta\} + [\mathbf{M}]\frac{\partial^2}{\partial t^2}\{\delta\} = 0. \quad (4.4.9)$$

Zakładając rozwiązanie takiego równania względem $\{\delta\}$ w postaci:

$$\{\delta(t)\} = \{\delta_0\}e^{j\omega t} = \{\delta_0\}(\cos \omega t + j \sin \omega t), \quad (4.4.10)$$

równanie (4.4.9) dla części rzeczywistej przyjmuje postać

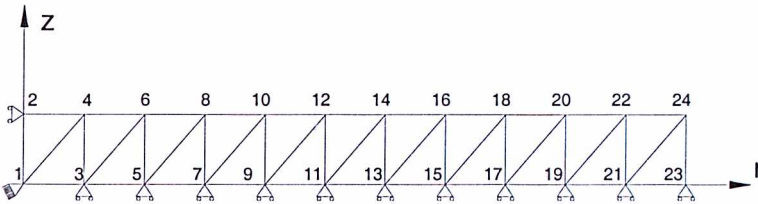
$$\cos \omega t ([\mathbf{K}] - \omega^2 [\mathbf{M}])\{\delta\} = 0. \quad (4.4.11)$$

Aby układ był rozwiązywalny, musi zachodzić

$$\det |[\mathbf{K}] - \omega^2 [\mathbf{M}]| = 0. \quad (4.4.12)$$

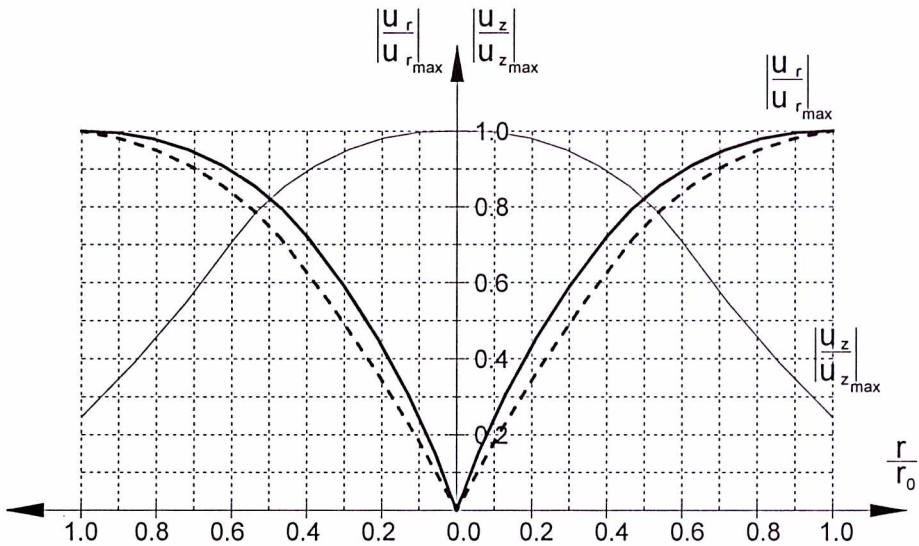
Wyznaczając z powyższego równania wielkość ω znajdujemy częstotliwości własne rezonatora i odpowiadające im wektory własne. Dla każdej częstotliwości własnej znajduje się składowe wektora przemieszczeń; pozwala to na wyznaczenie szeregu interesujących zależności mówiących o wielkości i charakterze przemieszczeń w poszczególnych punktach układu, a także o rozkładzie przemieszczeń wzdłuż poszczególnych kierunków. Za pomocą tej metody można wyznaczyć przemieszczenia dowolnego punktu dysku, a tym samym badać zachowanie się całego rezonatora dla różnych modów drgań.

Na rysunku 4.4.2 przedstawiono sposób podziału przetwornika na trójkątne elementy pierścieniowe. Obliczenia wykonano przy założeniu, że dysk piezoelektryczny jest wykonany z materiału izotropowego i bezstratnego.



Rys. 4.4.2. Sposób podziału dysku piezoelektrycznego na pierścieniowe elementy trójkątne
Fig. 4.4.2. The way of dividing of piezoelectric disk at ring triangular elements

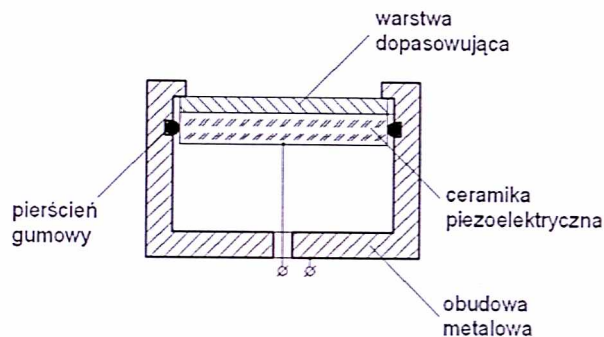
Na rysunku 4.4.3 przedstawiono rozkład składowej grubościowej i składowej radialnej przemieszczeń węzłów wzdłuż promienia przetwornika wyznaczony metodą analityczną i za pomocą metody elementów skończonych dla pierwszego modu drgań radialnych dysku.



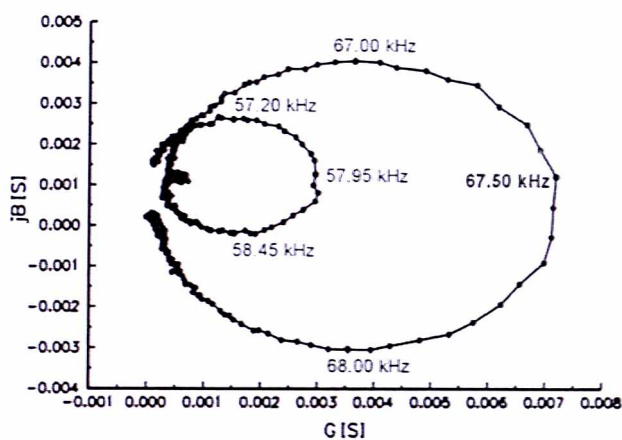
Rys. 4.4.3. Rozkład składowej radialnej i składowej grubościowej przemieszczeń dla dysku piezoelektrycznego wyznaczony metodą analityczną (linia ciągła) i metodą FEM (linia przerywana)
 Fig. 4.4.3. Distribution of radial and thickness components of displacements of piezoelectric disk calculated using analytical method (continuous line) and FEM (dashed line)

Zgodnie z oczekiwaniem największe przemieszczenia radialne występują na krawędzi dysku, natomiast największe przemieszczenia grubościowe – w osi dysku. Stosując tę metodę można wyznaczyć przemieszczenia dowolnego punktu dysku, a tym samym badać zachowanie się całego rezonatora dla różnych sposobów wykorzystania dysku oraz różnych modów drgań [4.21].

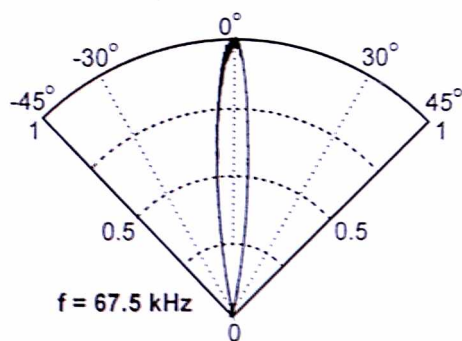
Umieszczając na jednej z powierzchni płaskich jedną lub kilka warstw dopasowujących dużą impedancję akustyczną ceramiki piezoelektrycznej do małej impedancji akustycznej ośrodka gazowego (zagadnienie doboru warstw zostanie omówione w rozdziale 5.1), można otrzymać przetwornik ultradźwiękowy generujący wiązkę o zredukowanych listkach bocznych. Na rysunkach 4.4.4, 4.4.5, 4.4.6 oraz 4.4.7 przedstawiono kolejno budowę przetwornika wyposażonego w ćwierćfalową warstwę dopasowującą (wykonaną z omawianego w rozdz. 3.3 materiału kompozytowego ITAKOM), jego przykładową charakterystykę amplitudowo-fazową admitancji, charakterystykę kierunkowości oraz rozkład pola akustycznego wytwarzanego przez przetwornik drgający radialnie, pracujący przy częstotliwości $f = 67,5$ kHz. Rozkład ten zmierzono za pomocą specjalnie opracowanego komputerowego stanowiska pomiarowego, z wykorzystaniem precyzyjnych mechanizmów przesuwu i mikrofonu ćwierćfalowego z przedwzmacniaczem [5.20].



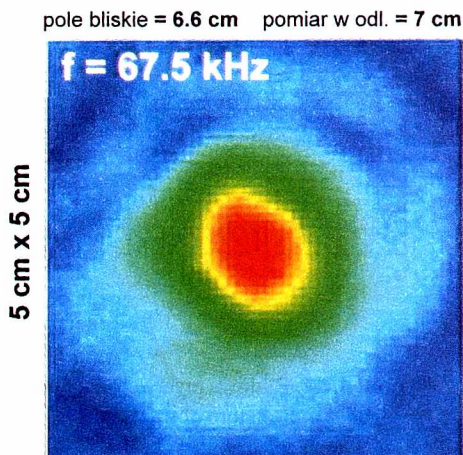
Rys. 4.4.4. Budowa przetwornika
Fig. 4.4.4. Structure of transducer



Rys. 4.4.5. Charakterystyka amplitudowo-fazowa admitancji przetwornika
Fig. 4.4.5. Amplitude-phase characteristic of transducer admittance

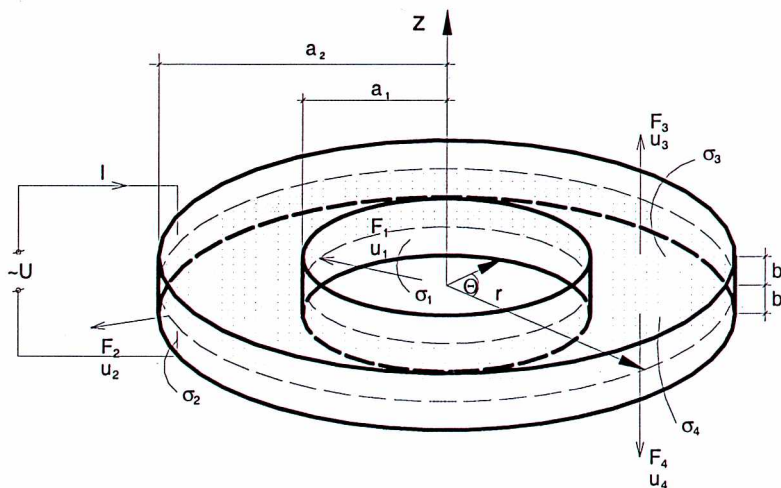


Rys. 4.4.6. Charakterystyka kierunkowości przetwornika
Fig. 4.4.6. Directional pattern of transducer



Rys. 4.4.7. Rozkład pola akustycznego przetwornika
zmierzony na granicy pola bliskiego i pola dalekiego
Fig. 4.4.7. Distribution of acoustic field of transducer
measured at boundary of near and far field

Do generacji fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym mogą być również wykorzystywane drgania radialne dysku piezoelektrycznego z symetrycznie wydrążonym otworem; element drgający przyjmuje wówczas kształt pierścienia. Na rysunku 4.4.8 przedstawiono układ współrzędnych, rozkład sił i wymiary pierścienia piezoelektrycznego z naniesioną warstwą metalizacyjną na jego płaskich powierzchniach; strukturę taką można rozważać jako układ o jednym wejściu elektrycznym i czterech wyjściach mechanicznych.



Rys. 4.4.8. Układ współrzędnych, rozkład sił i wymiary pierścienia piezoelektrycznego
Fig. 4.4.8. Coordinate system, forces distribution and dimensions of piezoelectric ring

Jeśli drgania zachodzą jedynie na kierunkach odpowiadających współrzędnej z i współrzędnej r , to układ równań opisujących wzajemne zależności między wielkościami elektrycznymi (składową wektora pola elektrycznego E_z oraz wektora indukcji elektrycznej D_z) i wielkościami mechanicznymi (składowymi tensora naprężeń T_{rr} , $T_{\theta\theta}$, T_{zz} oraz tensor odkształceń S_{rr} , $S_{\theta\theta}$, S_{zz}) ma taką samą postać jak dla dysku piezoelektrycznego (zob. równanie (4.4.1), przy czym $D_z = I / j\omega\pi(a_2^2 - a_1^2)$).

Dla pobudzenia okresowego przemieszczenia radialne i grubościowe można przedstawić jako [4.8, 4.40]:

$$\begin{aligned} u_r [AJ_1(k_r r) + BY_1(k_r r)] e^{j\omega t} \\ u_z (C \sin(k_z z) + D \cos(k_z z)) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (4.4.13)$$

gdzie: J_1 – funkcja Bessela pierwszego rodzaju pierwszego rzędu,

Y_1 – funkcja Bessela pierwszego rzędu drugiego rodzaju.

Stałe A , B , C , D można wyznaczyć, zakładając ciągłość prędkości na powierzchniach granicznych pierścienia i otaczającego go ośrodka:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t}(a_1) = u_1 e^{j\omega t}, \quad \frac{\partial u_r}{\partial t}(a_2) = -u_2 e^{j\omega t}, \\ \frac{\partial u_z}{\partial t}(b) = -u_3 e^{j\omega t}, \quad \frac{\partial u_z}{\partial t}(-b) = u_4 e^{j\omega t}. \end{aligned} \quad (4.4.14)$$

Autorzy w pracy [4.40] wyznaczyli stałe A , B , C i D w postaci zależności:

$$\begin{aligned} A &= A_1 u_1 + A_2 u_2, \\ B &= B_1 u_1 + B_2 u_2, \\ C &= \frac{u_3 + u_4}{z j \omega \sin(k_z b)}, \\ D &= \frac{u_4 - u_3}{z j \omega \cos(k_z b)}, \end{aligned} \quad (4.4.15)$$

przy czym

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{Y_1(k_r a_2)}{j\omega[J_1(k_r a_1)Y_1(k_r a_2) - J_1(k_r a_2)Y_1(k_r a_1)]}, \\
A_2 &= \frac{Y_1(k_r a_1)}{j\omega[J_1(k_r a_1)Y_1(k_r a_2) - J_1(k_r a_2)Y_1(k_r a_1)]}, \\
B_1 &= \frac{J_1(k_r a_2)}{j\omega[J_1(k_r a_2)Y_1(k_r a_1) - J_1(k_r a_1)Y_1(k_r a_2)]}, \\
B_2 &= \frac{J_1(k_r a_1)}{j\omega[J_1(k_r a_2)Y_1(k_r a_1) - J_1(k_r a_1)Y_1(k_r a_2)]}.
\end{aligned} \tag{4.4.16}$$

Wzajemne relacje między wielkościami elektrycznymi i mechanicznymi można przedstawić w postaci macierzowej [4.40]:

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & z_{13} & z_{13} & z_{15} \\ z_{21} & z_{22} & z_{23} & z_{23} & z_{25} \\ z_{13} & z_{23} & z_{33} & z_{34} & z_{35} \\ z_{13} & z_{23} & z_{34} & z_{33} & z_{35} \\ z_{15} & z_{25} & z_{35} & z_{35} & z_{55} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ I \end{bmatrix}, \tag{4.4.17}$$

gdzie:

$$\begin{aligned}
\int_{\sigma_1} T_{rr}(a_1) d\sigma &= -F_1, & \int_{\sigma_2} T_{rr}(a_2) d\sigma &= -F_2, \\
\int_{\sigma_3} T_{zz}(b) d\sigma &= -F_3, & \int_{\sigma_4} T_{zz}(-b) d\sigma &= -F_4;
\end{aligned} \tag{4.4.18}$$

$$z_{ii} = \frac{(-1)^i 4\pi b}{j\omega} \{c_{12}^D - c_{11}^D [1 + (-1)^i k_r a_i (A_i J_0(k_r a_i) + B_i Y_0(k_r a_i))]\}, \quad i = 1, 2, \tag{4.4.19}$$

$$z_{ij} = \frac{-4\pi k_r a_i b c_{11}^D}{j\omega} [A_j J_0(k_r a_i) + B_j Y_0(k_r a_i)]; \quad i, j = 1, 2 \quad \text{oraz} \quad 2, 1,$$

$$\begin{aligned}
z_{i3} &= \frac{2\pi a_i c_{13}^D}{j\omega}, & z_{i5} &= \frac{4\pi a_i b h_{31}}{j\omega S}, & i &= 1, 2, \\
z_{33} &= \frac{c_{33}^D k_z S}{j\omega \operatorname{tg}(2k_z b)}, & z_{34} &= \frac{c_{33}^D k_z S}{j\omega \sin(2k_z b)}, \\
z_{35} &= \frac{h_{33}}{j\omega}, & z_{55} &= \frac{1}{j\omega C_0},
\end{aligned} \tag{4.4.20}$$

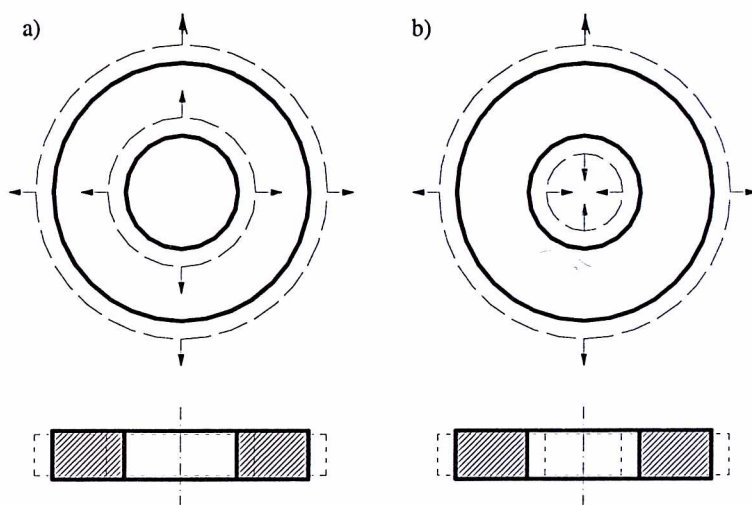
$$S = \pi(a_2^2 - a_1^2),$$

$$C_0 = \varepsilon_{33}^S S/2b.$$

Przytoczony tu za [4.40] analityczny opis pierścienia piezoceramicznego jest jedną z nielicznych prób wyznaczenia przemieszczeń poszczególnych powierzchni pierścienia. Mimo że zaproponowany model dotyczy przypadku równomiernego obciążenia wszystkich powierzchni, może on być również stosowany (z pewnym przybliżeniem) dla przypadku obciążeń powierzchni w sposób nierównomierny.

Złożona postać wzorów analitycznych opisujących siły i przemieszczenia na poszczególnych powierzchniach nie pozwala jednak na szybką i czytelną orientację co do wielkości sił i związanych z nimi przemieszczeń. Analiza drgań pierścienia piezoelektrycznego za pomocą FEM jest znacznie bardziej przejrzysta.

Drgania radialne pierścienia mogą mieć charakter symetryczny (współfazowy) i antysymetryczny (antyfazowy), jak przedstawiono to na rys. 4.4.9.

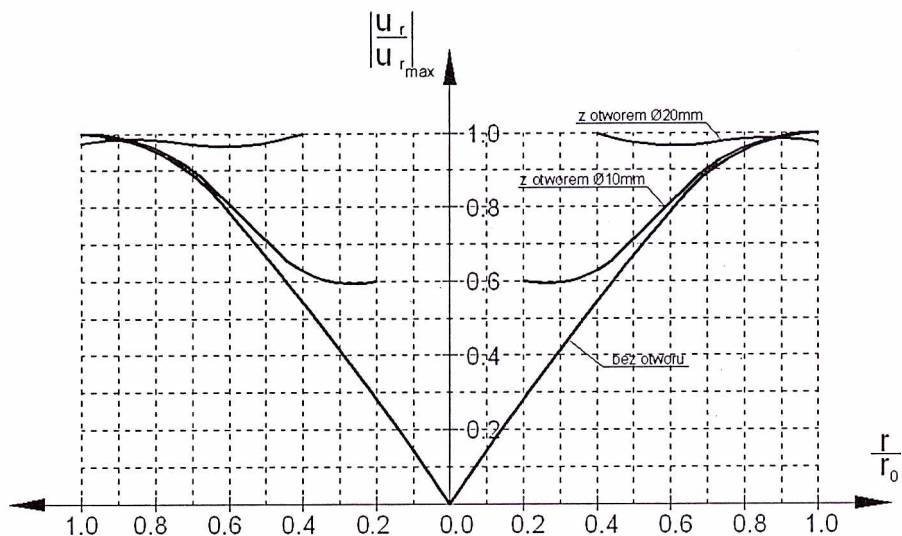


Rys. 4.4.9. Mody drgań radialnych pierścienia: a) symetryczny, b) antysymetryczny

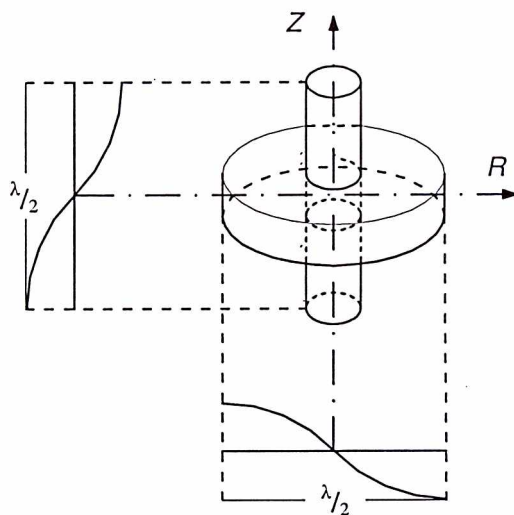
Fig. 4.4.9. Modes of radial vibration of ring: a) symmetrical, b) antisymmetrical

Na rysunku 4.4.10 przedstawiono rozkłady składowej radialnej przemieszczenia dla dysku piezoelektrycznego o średnicy zewnętrznej $D_z = 50$ mm i pierścienia o średnicy wewnętrznej $D_w = 10$ mm oraz $D_w = 20$ mm drgającego w modzie współfazowym, rozkłady wyznaczono za pomocą metody elementów skończonych.

Z otrzymanych charakterystyk wynika, że wraz ze wzrostem średnicy otworu rosną przemieszczenia radialne na krawędzi wewnętrznej pierścienia, właściwość tę można wykorzystać przy budowie przetworników pierścieniowych pracujących na drganiach radialnych przeznaczonych do pracy w ośrodkach gazowych.



Rys. 4.4.10. Rozkład składowej radialnej pierścienia piezoelektrycznego drgającego w modzie współfazowym dla różnych średnic wewnętrznych
 Fig. 4.4.10. Distribution of radial displacement of piezoelectric ring vibrating in phase mode with different internal diameters



Rys. 4.4.11. Budowa rezonatora o konwersji kierunku drgań typu R-L [4.25]
 Fig. 4.4.11. Structure of resonator with directional vibration of R-L type [4.25]

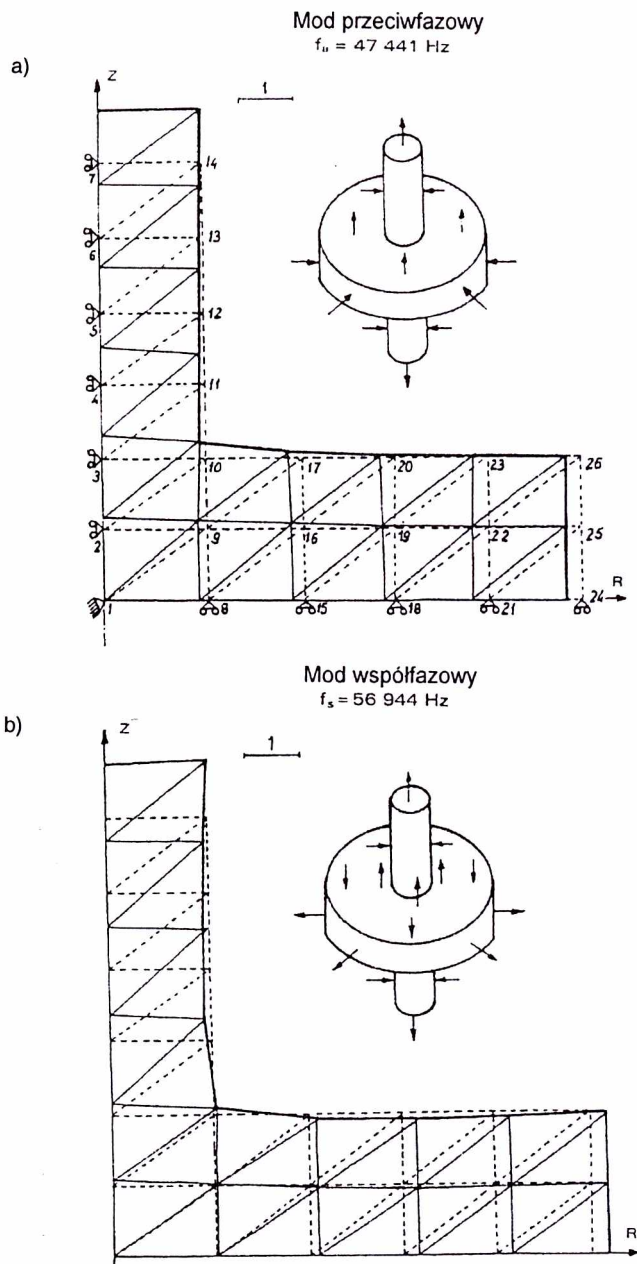
Drgania radialne pierścienia mogą zostać zamienione na drgania podłużne pręta umieszczonego wewnątrz pierścienia; utworzony w ten sposób układ drgający stanowi rezonator o konwersji kierunku drgań typu R-L. Przekazywanie energii z jednego elementu rezonansowego do drugiego zachodzi dzięki efektowi Poissone'a we wspólnej części tych elementów. Do analizy drgań takiego rezonatora autor zastosował metodę elementów skończonych, która pozwala na badanie zachowania się rezonatora drgającego w modzie synfazowym i antyfazowym drgań oraz na optymalizację parametrów takich rezonatorów w fazie ich projektowania [4.22, 4.23, 4.24, 4.25]. Na rysunku 4.4.11 przedstawiono rezonator jednorodny z konwersją kierunku drgań typu R-L, zawierający radialnie drgający pierścień i podłużnie drgający pręt, które są połączone z sobą w węzłach drgań.

Taki układ ma dwie częstotliwości rezonansowe, które zależą od fazy drgań pręta i pierścienia. Drgania współfazowe występują wówczas, gdy powierzchnie krańcowe pręta i pierścienia w czasie t są w tej samej fazie, natomiast podczas drgań przeciwfazowych powierzchnie czołowe pręta są w fazie przeciwnej w stosunku do powierzchni bocznej dysku. Obrazuje to rysunek 4.4.12, na którym przedstawiono zachowanie się rezonatora analizowanego metodą elementów skończonych.

Kierunek strzałek pokazuje fazę drgań, z jaką drga każda powierzchnia konwertera w rezonansie.

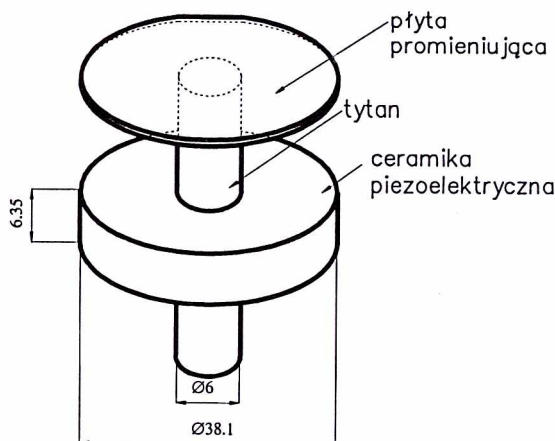
Jeśli rezonatorem drgań radialnych będzie pierścień piezoelektryczny, a do rezonatora prętowego zostanie trwale zamocowana kołowa płyta promieniująca to otrzymamy przetwornik ultradźwiękowy, przedstawiony na rys. 4.4.13.

Z obliczeń wynika, że wartości przemieszczeń wzdłuż osi rezonatora prętowego i wzdłuż promienia rezonatora radialnego są większe dla modu przeciwfazowego drgań niż dla modu współfazowego. Właściwość ta została potwierdzona eksperymentalnie. Mod przeciwfazowy drgań jest szczególnie korzystny w przypadku konieczności dostrajania pierścieniowego rezonatora drgań radialnych do dowolnej częstotliwości rezonansu radialnego całego przetwornika w zależności od wymiarów pozostałych elementów przetwornika. Takie dostrajanie może się odbywać dzięki zastosowaniu dodatkowego pierścienia zewnętrznego przymocowanego do zewnętrznej powierzchni rezonatora pierścieniowego [4.17]. Na rysunku 4.4.14 przedstawiono przykładową charakterystykę częstotliwościową modułu admitancji elektrycznej wejściowej przetwornika przy zmieniających się wymiarach rezonatora prętowego [4.18]. Podobną charakterystykę można otrzymać przy zmianie średnicy rezonatora pierścieniowego.



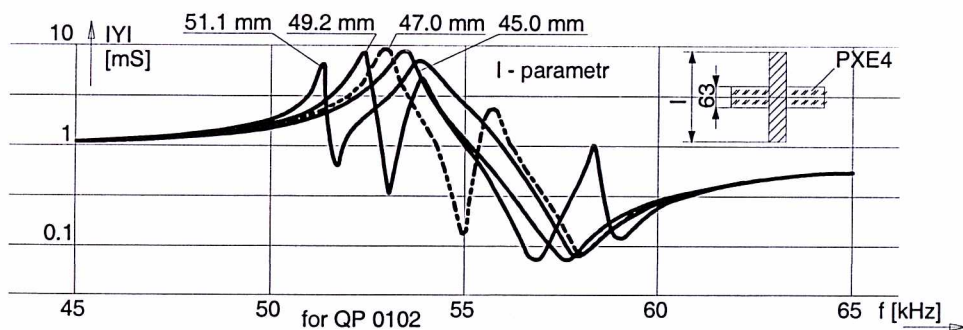
Rys. 4.4.12. Postać drgań rezonatora typu R-L:
a) dla modu przeciwfazowego drgań, b) dla modu współfazowego drgań [4.25]

Fig. 4.4.12. Vibration of R-L type resonator:
a) for antiphase mode of vibration, b) for inphase mode of vibration [4.25]



Rys. 4.4.13. Przetwornik ultradźwiękowy z konwersją kierunku drgań typu R-L z płytą promieniującą

Fig. 4.4.13. Ultrasonic transducer with directional conversion of R-L type vibration with radiating plate

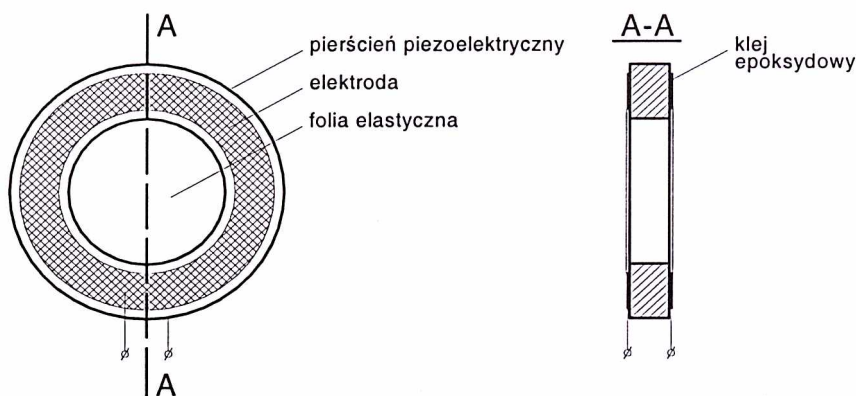


Rys. 4.4.14. Przykład charakterystyki częstotliwościowej modułu admittancji elektrycznej wejściowej konwertera typu R-L przy zmianie długości rezonatora prętowego

Fig. 4.4.14. Example of frequency characteristic of input electric admittance modulus of R-L type converter for different lengths of rod resonator

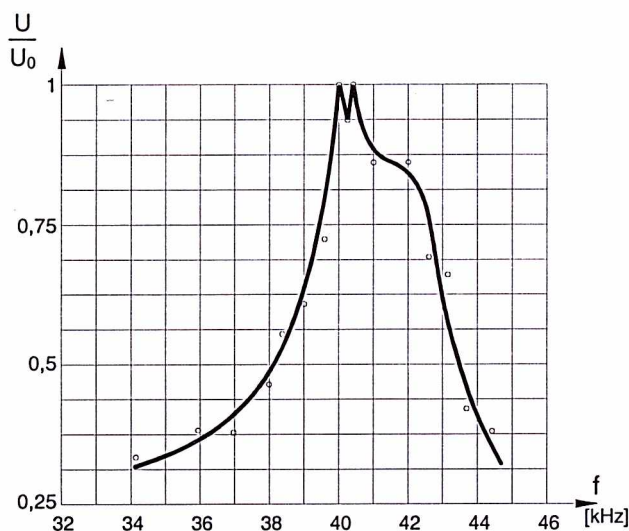
Przedstawiony na rys. 4.4.13 przetwornik może być wyposażony w płaską lub profilowaną płytę promieniującą. Zaletą tego rodzaju przetworników są ich małe rozmiary w porównaniu z przetwornikami przedstawionymi w rozdziale 4.3 oraz stosunkowo niska cena. Stanowią one także alternatywę dla przetworników z bimorfem dyskowym (tzw. mikrofonów ultradźwiękowych [4.57]), które pracują na częstotliwościach nie przekraczających 50 kHz. Przedstawiony wyżej przetwornik z konwersją kierunku drgań może pracować w zakresie do 100 kHz. Przykładowe parametry przetwornika przedstawiono na rys. 4.4.13: częstotliwość pracy $f = 53$ kHz, poziom ciśnienia w odl. 1 m $L_p = 100$ dB, czułość $S_o = 3$ mV/Pa.

Inny sposób wykorzystania drgań radialnych pierścienia piezoelektrycznego przedstawia rozwiązanie przetwornika pokazane na rys. 4.4.15 [4.31, 4.53].



Rys. 4.4.15. Przetwornik pierścieniowy z folią elastyczną [4.53]

Fig. 4.4.15. Ring-shaped transducer with elastic foil [4.53]



Rys. 4.4.16. Charakterystyka częstotliwościowa przetwornika pracującego jako odbiornik [4.31]

Fig. 4.4.16. Frequency characteristic of transducer working as a receiver [4.31]

Przetwornik ten składa się z pierścienia wykonanego z materiału piezoelektrycznego i naparowanych na jego płaskich powierzchniach elektrod, do których przyklejona jest membrana z cienkiej elastycznej folii. Doprowadzone do elektrod napięcie zmienne powoduje powstanie drgań mechanicznych pierścienia zmieniających jego

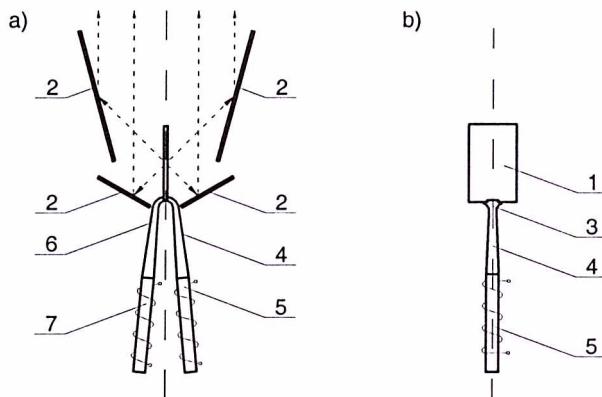
promień. Drgania promieniowe wywołują naprężenia w membranie, która wykonuje drgania prostopadłe do jej powierzchni i tym samym promieniuje falę ultradźwiękową o częstotliwości drgań radialnych pierścienia. Przetwornik ten może pracować również jako odbiornik. Fala ultradźwiękowa, padając na membranę, wywołuje w niej zmienne naprężenia, które zostają przeniesione na pierścień, powodując powstanie na jego elektrodach siły elektromotorycznej. Zaletą tego przetwornika jest brak konieczności doprowadzenia do elektrod napięcia polaryzującego stosowanego w przetwornikach elektrostatycznych. Ponadto w odróżnieniu od powszechnie znanej wady przetworników elektrostatycznych jaką jest ich mała skuteczność jako nadajników, przetwornik ten charakteryzuje się znacznie większą skutecznością. Pozwala to na wykorzystanie go zarówno jako nadajnika, jak i odbiornika fal ultradźwiękowych. Na rysunku 4.4.16 przedstawiono charakterystykę częstotliwościową udoskonalonego rozwiązania opisanego wyżej przetwornika pracującego jako odbiornik, zmierzoną w odległości 1 m od nadajnika generującego falę ultradźwiękową o częstotliwości $f = 40$ kHz i poziomie ciśnienia $L = 80$ dB.

W technice transmisji sygnałów ultradźwiękowych w ośrodkach gazowych zachodzi często potrzeba zastosowania odmiennych przetworników nadawczych i odbiorczych. Dotyczy to zwłaszcza przypadków, gdy wymagane są małe rozmiary przetworników odbiorczych – wówczas najczęściej stosowane są przetworniki elektrostatyczne z dielektrykiem stałym. Zasadniczą niedogodnością takiego przetwornika jest konieczność doprowadzenia do elektrod napięcia polaryzującego znacznej wartości. Powoduje to możliwość przebicia między elektrodami i wymaga stosowania specjalnego układu zasilającego. Przedstawiony wyżej przetwornik tej wady nie ma. Przetworniki tego typu mogą pracować w paśmie częstotliwości 20–100 kHz. Przykładowe parametry przetwornika: częstotliwość pracy $f = 40$ kHz, poziom ciśnienia w odległości 1 m $L_p = 110$ dB, czułość $S_o = 15$ mV/Pa.

4.5. PRZETWORNIK Z PROSTOKĄTNĄ PŁYTĄ PROMIENIUJĄCĄ, DRGAJĄCĄ W MODZIE PASEMKOWYM

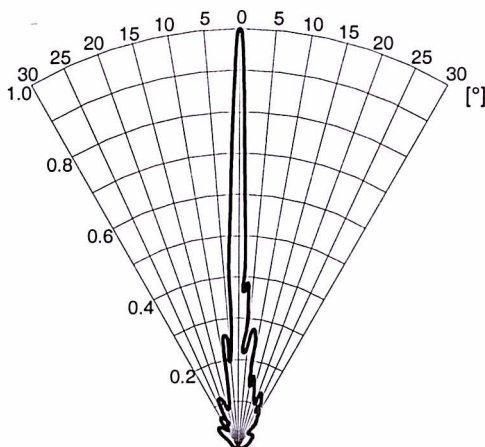
Przedstawiony w rozdziale 3.2 element promieniujący w kształcie płyty prostokątnej drgającej, w szczególnej postaci drgań giętnych, w tzw. modzie pasemkowym, jest szczególnie interesujący m.in. ze względu na kształt wiązki promieniowanej oraz na możliwości pobudzenia takiej płyty do drgań za pomocą różnego rodzaju „pobudników” ultradźwiękowych. Na rysunku 4.5.1 przedstawiono jeden z pierwszych opracowanych w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w ośrodku gazowym, w którym zastosowano dwa przetworniki piezomagnetyczne [4.30, 4.31, 4.51].

Przetworniki piezomagnetyczne wyposażone są w falowody połączone z dwuramiennym łącznikiem zamocowanym trwale do krawędzi płytki. Jedno ramię



Rys. 4.5.1. Przetwornik piezomagnetyczny z prostokątną płytą drgającą: a) widok z przodu, b) widok z boku (bez reflektorów); 1 – płytka prostokątna, 2 – reflektor, 3 – łącznik dwuramienny, 4, 6 – falowód, 5 – przetwornik piezomagnetyczny o dodatniej fazie drgań, 7 – przetwornik piezomagnetyczny o ujemnej fazie drgań [4.51]

Fig. 4.5.1. Piezomagnetic transducer with rectangular vibrating plate: a) frontal view, b) side view (without reflectors); 1 – rectangular plate, 2 – reflector, 3 – two-arm connector, 4, 6 – wave-guide, 5 – piezomagnetic transducer of positive phase of vibration, 7 – piezomagnetic transducer of negative phase vibration [4.51]



Rys. 4.5.2. Charakterystyka kierunkowości przetwornika przedstawionego na rys. 4.5.1 [4.30]
Fig. 4.5.2. Directivity pattern of transducer presented in Fig. 4.5.1 [4.30]

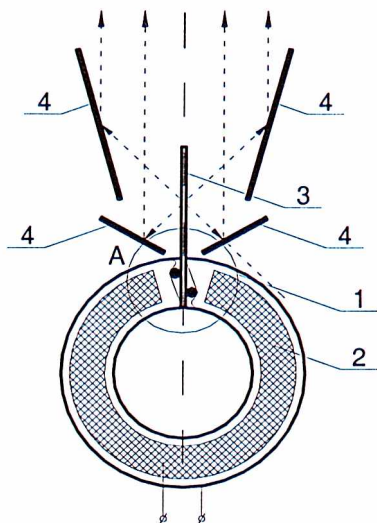
łącznika połączone jest z falowodem przetwornika o dodatniej fazie drgań, a drugie ramię łącznika – z falowodem przetwornika o ujemnej fazie drgań, przesuniętej o 180° w stosunku do fazy drgań falowodu pierwszego przetwornika. Pod wpływem drgań w przeciwfazie obu przetworników, w miejscu mocowania płytki do łącznika, powstaje w płytce prostokątnej moment gnący, który pobudza ją do drgań giętych.

W wyniku tych drgań płytka wypromieniowuje cztery wiązki fal ultradźwiękowych, które są odbijane przez cztery reflektory w taki sposób, że na wyjściu przetwornika powstaje wiązka fal równoległych o czterokrotnie większej mocy w stosunku do pojedynczej wiązki. Wymiary wszystkich elementów rezonansowych (przetworników, falowodów i płytki) są dobrane w taki sposób, aby układ pracował na jednej częstotliwości rezonansowej. Na przykład dla prostokątnej płytki o wymiarach $85 \times 31 \times 1$ mm wykonanej z aluminium, pobudzonej do drgań na częstotliwości 30 kHz, uzyskuje się 8 linii węzłowych, a kąt promieniowania 4 wiązek ultradźwiękowych (tj. kąt przesunięcia wiązek względem siebie) wynosi ok. 45° . Na rysunku 4.5.2 przedstawiono charakterystykę kierunkowości omawianego przetwornika, zmierzoną w odległości $l = 1$ m, przy odpowiednim ustawieniu czterech reflektorów.

Poziom ciśnienia zmierzony w odległości $l = 1$ m od przetwornika wynosi 135 dB przy zasilaniu mocą elektryczną równą 1 W (nie licząc mocy prądu stałego polaryzującego rdzeń przetwornika). Należy zauważyć, że prawidłowe ustawienie reflektorów pozwala na uzyskanie wzrostu poziomu ciśnienia akustycznego o około 12 dB. Skuteczność przetwornika pracującego jako odbiornik wynosi 2 mV/ μ bar. Dobroć przetwornika (uwarunkowana przede wszystkim stratami mechanicznymi płytki) jest stosunkowo duża i wynosi ok. $Q \cong 150$, co ogranicza w pewnym stopniu jego zastosowanie do pracy impulsowej na małych odległościach. W porównaniu z przetwornikiem przedstawionym na rys. 4.1.1, w którym okrągła płytka o dużej stratności promieniuje falę w przybliżeniu tłoowo, ten rodzaj przetwornika wykazuje wiele zalet. Poziom ciśnienia akustycznego wytwarzany przez przetwornik przy tych samych warunkach zasilania jest wyższy o ok. 20 dB, a skuteczność podczas pracy jako odbiornik jest około czterokrotnie większa. Ujemną cechą tego typu przetworników jest stosunkowo złożony układ mechaniczny, duże rozmiary wynikające ze stosowania przetworników piezomagnetycznych wraz z falowodami oraz konieczność niezwykle starannego ustawienia reflektorów.

Niektórych z wymienionych ujemnych cech nie mają przetworniki przedstawione na rys. 4.5.3.

Elementem pobudzającym płytkę prostokątną do drgań jest przecięty pierścień wykonany z materiału elektromechanicznie aktywnego, którym może być ceramika piezoelektryczna z naparowanymi metalowymi elektrodami lub rdzeń z materiału magnetostrykcyjnego z nawiniętym uzwojeniem. Oba końce przeciętego pierścienia w miejscu przecięcia są ukształtowane w taki sposób, że każdy z nich ma wgłębienie i występ z prostoliniową krawędzią o długości równej grubości pierścienia. Na jednym końcu pierścienia występ usytuowany jest w pobliżu wewnętrznej średnicy pierścienia, natomiast na drugim końcu – w pobliżu zewnętrznej średnicy pierścienia. Prostokątna płytka drgająca osadzona jest bezpośrednio w szczelinie pierścienia w taki sposób, że styka się jedynie z krawędziami obu występow, będąc jednocześnie sztywno do nich zamocowana, np. za pomocą gumowych wkładek i kleju termoutwardzalnego. Przykład wykonania takiego zamocowania dla pierścienia piezoelektrycznego oraz zasadę działania przetwornika przedstawiono na rys. 4.5.4 [4.52].

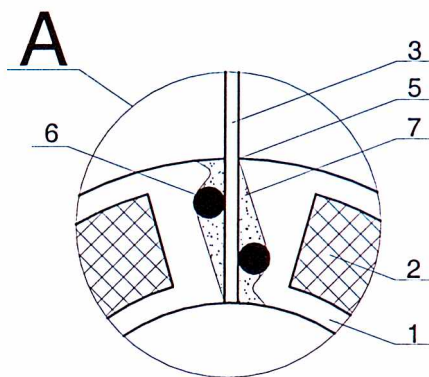


Rys. 4.5.3. Piezoelektryczny przetwornik pierścieniowy z prostokątną płytą promieniującą:

1 – przecięty pierścień, 2 – elektroda,
3 – płytka prostokątna, 4 – reflektor [4.52]

Fig. 4.5.3. Ring-shaped piezoelectric transducer with rectangular radiating plate:

1 – cut ring, 2 – electrode, 3 – rectangular plate, 4 – reflector [4.52]

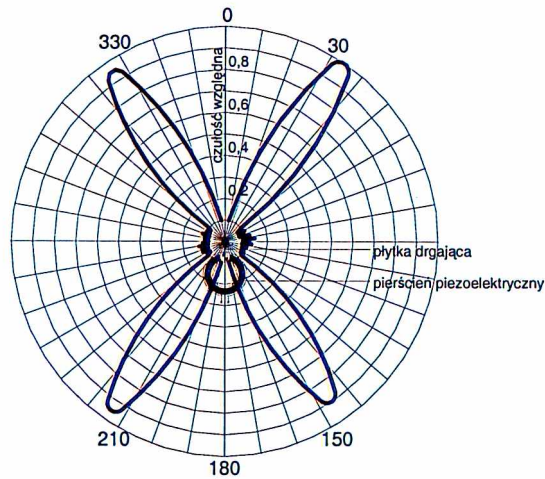


Rys. 4.5.4. Przykład zamocowania płytki drgającej w przeciętym pierścieniu piezoelektrycznym: 1 – przecięty pierścień, 2 – elektroda, 3 – płytka drgająca, 5 – krawędź, 6 – guma, 7 – klej termoutwardzalny

Fig. 4.5.4. Example of fixing vibrating plate in cut piezoelectric ring: 1 – cut ring, 2 – electrode, 3 – vibrating plate, 5 – edge, 6 – rubber, 7 – thermosetting adhesive

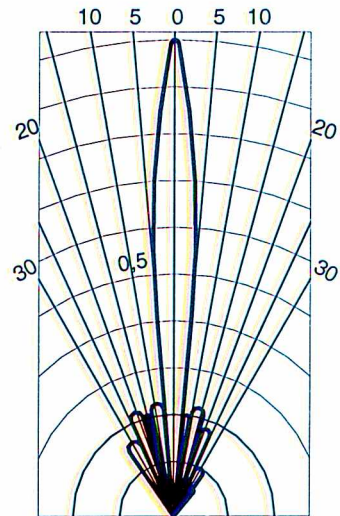
Pobudzony do drgań pierścień zmienia swoje wymiary. Wydłużenie obwodu pierścienia powoduje powstanie zmiennego momentu zginającego w miejscach styku płytki z krawędziami pierścienia. Pod wpływem tego momentu zginającego płytka zostaje pobudzona do drgań giętnych i promieniuje energię skoncentrowaną w czterech wiązках. Energia ta jest następnie odbijana od czterech reflektorów, w wyniku czego na wyjściu przetwornika powstaje wiązka równoległych fal ultradźwiękowych. Na rysunku 4.5.5 przedstawiono charakterystykę kierunkowości przetwornika z przeciętym pierścieniem piezoelektrycznym i aluminiową prostokątną płytą drgającą bez

reflektorów, a na rys. 4.5.6 charakterystykę kierunkowości tego samego przetwornika z układem reflektorów.



Rys. 4.5.5. Charakterystyka kierunkowości przetwornika piezoelektrycznego pierścieniowego bez reflektorów [4.30]

Fig. 4.5.5. Directivity pattern of piezoelectric ring-shaped transducer without reflectors [4.30]



Rys. 4.5.6. Charakterystyka kierunkowości przetwornika piezoelektrycznego pierścieniowego z układem reflektorów [4.30]

Fig. 4.5.6. Directivity pattern of piezoelectric ring-shaped transducer with reflectors system [4.30]

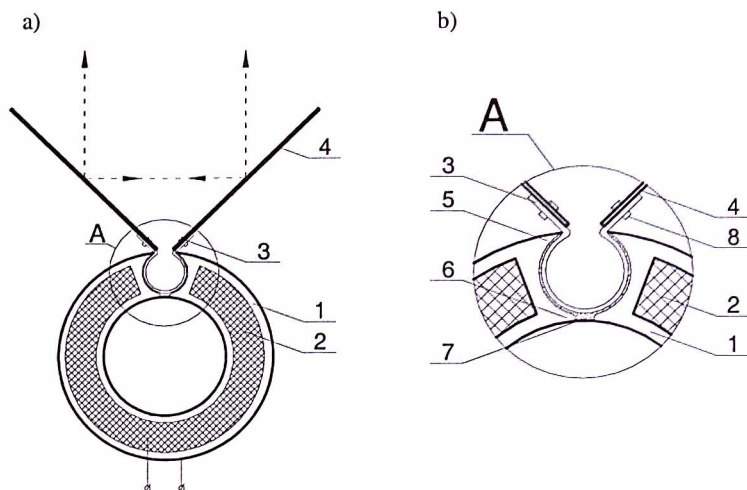
Parametry przetwornika:

- częstotliwość pracy $f = 39\,390\text{ Hz}$,
- wymiary prostokątnej płytki drgającej: $61,5\text{ mm} \times 24,5\text{ mm} \times 1\text{ mm}$,
- dobroć mechaniczna $Q = 200$,

- impedancja elektryczna $Z = 1000 \Omega$,
- poziom ciśnienia w odl. 1m ($P_{el} = 1 \text{ W}$) $L = 130 \text{ dB}$,
- skuteczność w układzie odbiorczym $S_o = 2 \text{ mV/Pa}$.

Przetwornik ten ma zbliżone parametry do przetwornika przedstawionego na rys. 4.5.1. Jego główną zaletą jest stosunkowo prosta konstrukcja oraz małe rozmiary; wymaga on jednak również stosowania układu reflektorów i ich precyzyjnej regulacji.

Inne rozwiązanie przetwornika z płytką prostokątną drgającą w modzie pasemkowym przedstawiono na rys. 4.5.7 [4.31, 4.54].



Rys. 4.5.7. Przetwornik piezoelektryczny pierścieniowy z dwiema płytkami prostokątnymi:

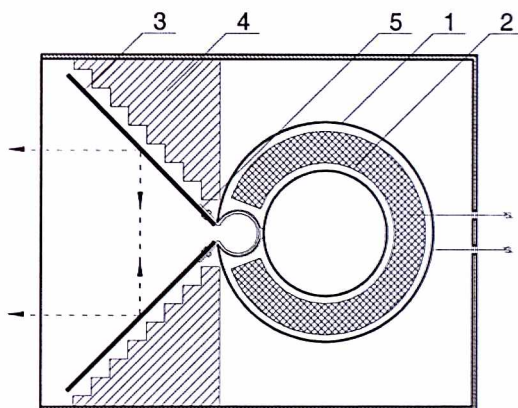
- 1 – przecięty pierścień piezoelektryczny, 2 – elektroda, 3 – metalowy łącznik,
4 – płytka prostokątna, 5, 6 – krawędź, 7 – klej termoutwardzalny, 8 – wkręt [4.54]

Fig. 4.5.7. Piezoelectric ring-shaped transducer with two rectangular plates:

- 1 – cut piezoelectric ring, 2 – electrode, 3 – metal connector,
5, 6 – edge, 7 – thermosetting adhesive, 8 – screw [4.54]

Przetwornik wyposażony jest w dwie drgające płytki prostokątne ustawione względem siebie pod kątem 90° , zamocowane do metalowego łącznika, który w swej środkowej części ma kształt walca. Łącznik osadzony jest w walcowo ukształtowanej szczelinie pierścienia w taki sposób, że tylko obie krawędzie zewnętrzne pierścienia stykają się bezpośrednio z łącznikiem, natomiast powierzchnie walcowe łącznika i pierścienia są połączone za pomocą kleju. Pobudzany do drgań radialnych pierścień zmienia swoją długość wzdłuż obwodu, powodując powstawanie zmiennych sił gnących w miejscach styku krawędzi pierścienia z łącznikiem. Pod wpływem tych sił płytki zostają pobudzone do drgań giętnych. Każda płytka promieniuje cztery wiązki fal ultradźwiękowych. Dwie wiązki mają kierunek promieniowania zgodny z osią symetrii przetwornika, natomiast dwie inne wiązki od-

bijają się od przeciwległych drgających płytek. Pozostałe cztery wiązki (po dwie dla każdej płytki), znajdujące się po zewnętrznej stronie płytek, zostają wytłumione, jak przedstawiono to na rys. 4.5.8.

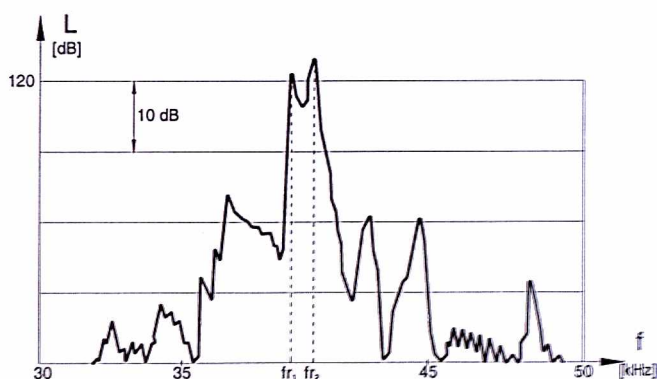


Rys. 4.5.8. Przetwornik piezoelektryczny pierścieniowy w obudowie z materiałem tłumiącym:

1 – przecięty pierścień, 2 – elektroda, 3 – płytką prostokątną,
4 – materiał tłumiący, 5 – łącznik metalowy [4.31]

Fig. 4.5.8. Piezoelectric ring-shaped transducer in housing with damping material:

1 – cut piezoelectric ring, 2 – electrode, 3 – rectangular plate,
4 – damping material, 5 – metal connector [4.31]



Rys. 4.5.9. Charakterystyka częstotliwościowa przetwornika przedstawionego na rys. 4.5.8 [4.31]

Fig. 4.5.9. Frequency characteristic of transducer presented in Fig. 4.5.8 [4.31]

Zasadniczą zaletą tego przetwornika jest wyeliminowanie układu czterech reflektorów, rolę których spełniają tu dwie drgające płytki. Dzięki takiemu rozwiązaniu przetwornik ma mniejsze rozmiary, a jego konstrukcja jest znacznie prostsza. Przetwornik ten ma podobne parametry do przedstawionego wcześniej, mimo niewykorzystywania

wszystkich wiązek promieniowanych przez drgające płytki. Wynika to z faktu, że źródłem drgań są tu dwie drgające płytki. Inny sposób pobudzania płytek do drgań powoduje jednak, że jego pasmo przenoszenia jest nieco szersze. Przykładową charakterystykę częstotliwościową takiego przetwornika przedstawiono na rys. 4.5.9.

Przedstawione tu rozwiązania dotyczą przetworników mogących spełniać rolę zarówno nadajników, jak i odbiorników. Najczęściej są to przetworniki nadawczo-odbiorcze, a więc spełniające obie role jednocześnie. W większości zastosowań przetworniki te pracują impulsowo, co przy stosunkowo dużej ich dobroci mechanicznej wymaga specjalnych rozwiązań układu dostrajania generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika. Czas trwania impulsów pobudzających może być zbliżony do czasu trwania stanu nieustalonego w przetworniku. Parametry impulsu gasnącego, takie jak: amplituda, kształt obwiedni i faza impulsu, mogą być wykorzystane do automatycznego dostrojenia generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika w warunkach wystąpienia czynników destabilizujących jego pracę, takich jak temperatura, wilgotność, zmiana impedancji obciążenia itp. Rozwiązanie takiego układu zostało opracowane przez autora wraz z zespołem i przedstawione w pracy [4.2]. Automatyczne dostrajanie generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika zapobiega obniżeniu sprawności układu wzmacniacz mocy–przetwornik. Ma to szczególne znaczenie dla poprawnego działania urządzeń ultradźwiękowych pracujących w ośrodkach gazowych, w których występuje duża zmienność parametrów fizycznych (temperatura, wilgotność, tłumienie, itp.).

5. PRZETWORNIKI ULTRADŹWIĘKOWE DO PRACY W OŚRODKU GAZOWYM W PAŚMIE CZĘSTOTLIWOŚCI 100 kHz–2 MHz

Do wytwarzania i odbioru fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym w zakresie częstotliwości powyżej 100 kHz stosowane są na ogół dwa rodzaje przetworników: elektrostatyczne (m.in. [5.2, 5.7, 5.8, 5.26, 5.29, 5.42, 5.43, 5.53, 5.54, 5.58, 5.59]) i piezoelektryczne (m.in. [5.1, 5.3, 5.10, 5.27, 5.37, 5.45, 5.46, 5.48, 5.60, 5.61]). Przetworniki elektrostatyczne, ze względu na małą skuteczność, są stosunkowo rzadko używane jako nadajniki; częściej są stosowane jako odbiorniki fal ultradźwiękowych (podobnie jak w zakresie częstotliwości do 100 kHz). Wśród nich na szczególną uwagę zasługują przetworniki pojemnościowe z dielektrykiem stałym (m.in. [5.7, 5.35, 5.42]), które znalazły zastosowanie zarówno jako nadajniki, jak i odbiorniki fal ultradźwiękowych pracujące w ośrodkach gazowych. Przetworniki te ze względu na ich budowę są rzadko stosowane w trudnych warunkach przemysłowych.

Znaczącą grupę przetworników pracujących w tym paśmie częstotliwości stanowią przetworniki piezoelektryczne drgające w modzie grubościowym na częstotliwości podstawowej; w tej grupie znajdują się również przetworniki opracowane przez autora [5.16, 5.17, 5.20]. Należy jednak zaznaczyć, że skuteczność promieniowania i odbioru fal ultradźwiękowych w powietrzu, wytwarzanych przez te przetworniki, jest ograniczona. Wynika to z małej amplitudy wychyleń powierzchni czynnej przetwornika. Zwiększenie skuteczności przetworników można uzyskać poprzez wymuszenie w nich drgań giętnych, co jednak ogranicza zakres częstotliwości ich pracy (w praktyce do 100 kHz). Między przetwornikiem piezoelektrycznym a ośrodkiem gazowym, do którego jest promieniowana energia ultradźwiękowa, niezbędne jest stosowanie warstwy dopasowującej; problem doboru impedancji akustycznej takiej warstwy jest tu szczególnie istotny [5.39]. Wymagania dotyczące impedancji akustycznej znajdującej się pomiędzy ceramiką piezoelektryczną i gazem są bardzo trudne do spełnienia, dlatego wskazane jest stosowanie mechanicznych układów wielowarstwowych. Układ warstwowy powinien zapewniać jednocześnie transmisję sygnałów w danym paśmie częstotliwości i dopasowanie impedancji otaczających go ośrodków. Warstwy dopasowujące wprowadzają jednak dodatkowe straty energii, a więc ze względu na efektywność promieniowania stosowanie dużej ilości warstw nie jest uzasadnione. W praktyce używane są najczęściej przetwor-

niki z jedną lub z dwiema warstwami dopasowującymi. Zagadnienie doboru odpowiednich warstw (zarówno ich impedancji jak i grubości) jest również bardzo istotne ze względu na charakterystykę funkcji przenoszenia, która ma decydujący wpływ na kształt i czas trwania impulsów ultradźwiękowych generowanych przez przetwornik, co w przypadku promieniowania energii ultradźwiękowej do wody lub ośrodków biologicznych zostało szczegółowo omówione np. w pracach [5.40, 5.49].

5.1. PRZETWORNIK ULTRADŹWIEKOWY Z PŁASKIM ELEMENTEM PIEZOELEKTRYCZNYM Z WARSTWĄ DOPASOWUJĄCĄ

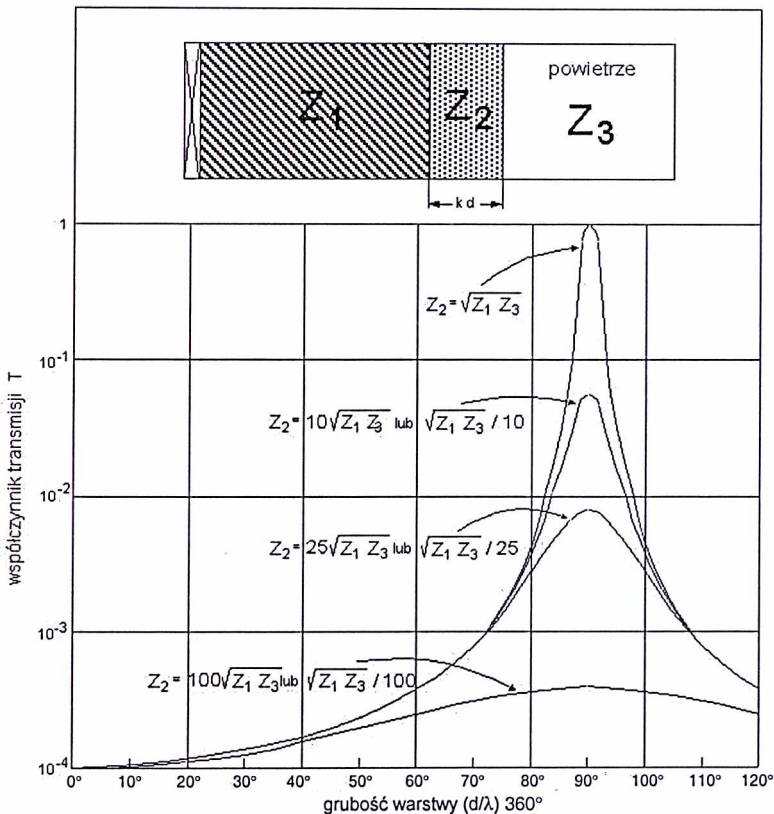
W większości zastosowań element piezoelektryczny drgający grubościowo ma kształt płaskorównoległego dysku. Górną granicę częstotliwości dla tego modu drgań wyznaczają względy technologiczne – z uwagi na wytrzymałość mechaniczną, płytki piezoelektryczne mogą mieć grubość nie mniejszą niż setne części milimetra, co w praktyce oznacza ograniczenie częstotliwości do ok. 15 MHz. Należy jednak zaznaczyć, że występuje tu silna zależność między różnymi modami drgań płytki od stosunku średnicy płytki do jej grubości i tylko niektóre z tych modów mogą być wykorzystane w praktyce do generacji fal ultradźwiękowych [5.5, 5.36, 5.45, 5.55, 5.56].

Ze względu na tłumienie fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym, które ze wzrostem częstotliwości gwałtownie rośnie – stosowanie fal o częstotliwościach powyżej 2 MHz jest mocno ograniczone. Do budowy przetworników ultradźwiękowych pracujących poniżej częstotliwości 2 MHz można wykorzystać elementy piezoelektryczne o grubości rzędu kilku dziesiątych części milimetra, wyposażone w odpowiednie warstwy dopasowujące. Większość prac dostępnych w literaturze dotyczy stosowania warstw dopasowujących do przetworników promieniujących fale ultradźwiękowe do ośrodków ciekłych i struktur biologicznych [5.6, 5.12, 5.13, 5.14, 5.30, 5.40, 5.47, 5.49, 5.52, 5.62]; stosunkowo niewiele prac dotyczy zagadnienia dopasowania impedancji przetworników piezoelektrycznych do ośrodków gazowych [5.27, 5.39, 5.46, 5.60]. W zależności od rodzaju ośrodka gazowego stanowiącego obciążenie przetwornika, proponowane są zwykle ćwierćfalowe lub półfalowe warstwy dopasowujące, a czasem również kombinacje tych rodzajów warstw. Dopasowanie przy użyciu takich warstw jest teoretycznie osiągalne pod warunkiem zastosowania materiałów o odpowiedniej impedancji akustycznej; niestety, ze względu na ograniczoną możliwość wyboru takich materiałów, obliczone wartości impedancji nie mogą być zrealizowane w praktyce. Ponadto wykonanie takich warstw, szczególnie dla przetworników pracujących powyżej 1 MHz, wymaga dużej precyzji, bez której uzyskanie założonych parametrów transmisyjnych jest bardzo trudne, a czasem wręcz niemożliwe.

Właściwy dobór impedancji akustycznych wymaga opracowania ścisłych metod syntezy warstw dopasowujących, które mogą mieć charakter rezonansowy lub nierezonansowy. Warstwy nierezonansowe są stosowane jedynie wtedy, gdy nie jest wy-

magana maksymalna wartość współczynnika transmisji dla układu ciało stałe–ośrodek gazowy. Można wykazać, że jeśli grubość warstwy dopasowującej jest zbyt duża, aby osiągnąć efekty rezonansowe, to maksimum transmisji wciąż istnieje [5.39]. Dzieje się tak, gdy impedancja dopasowująca Z_2 ma wartość średniej geometrycznej impedancji Z_1 i Z_3 , które mają zostać dopasowane (kryterium dopasowania według zależności wynikających z analizy przetwornika w analogii do linii długich).

Zasadnicze znaczenie mają jednak rezonansowe warstwy dopasowujące. Jeśli spełniony jest warunek $Z_1 > Z_2 > Z_3$, to współczynnik odbicia między poszczególnymi warstwami może osiągać wartość równą zero, gdy grubość warstwy jest równa $1/4$ długości fali (lub wielokrotności $\lambda/4$) i impedancja dopasowująca Z_2 jest równa średniej geometrycznej impedancji Z_1 i Z_3 ; im wartość Z_2 bardziej odbiega od wartości średniej geometrycznej, tym współczynnik odbicia jest większy.



Rys. 5.1.1. Współczynnik transmisji w funkcji grubości warstwy dopasowującej dla układu ceramika piezoelektryczna–warstwa dopasowująca–powietrze [5.39]

Fig. 5.1.1. Transmission coefficient vs. matching layer thickness for piezoelectric ceramic–matching layer–air system [5.39]

Na rysunku 5.1.1 przedstawiono zależność energetycznego współczynnika transmisji (definiowanego jako stosunek mocy oddawanej do ośrodka obciążającego do mocy źródła i będącego funkcją grubości i impedancji warstwy dopasowującej (wzór (3.3.2)) dla układu ceramika piezoelektryczna–warstwa dopasowująca–powietrze. Z przedstawionych na rysunku zależności wynika, że idealne dopasowanie zapewnia wzrost transmisji sygnału ultradźwiękowego generowanego przez element piezoelektryczny do powietrza o 40 dB [5.39].

Istnieje wiele metod analizy i projektowania przetworników piezoelektrycznych z warstwami dopasowującymi, przeznaczonych do pracy w ośrodkach stałych i ciekłych. Metody te bazują na modelach matematycznych opisujących zachowanie się układu płytka piezoelektryczna–obciążenie w dziedzinie częstotliwości i służą do określenia elektrycznej impedancji wejściowej przetworników oraz do analizy sprawności przetwarzania elektro-mechano-akustycznego [5.28, 5.31, 5.34, 5.41, 5.63]. Innym modelem przetwornika jest model oparty na opisie funkcjonowania przetwornika z punktu widzenia transmisji sygnałów; rozpatrywany jest w nim układ równań różnicowych względem sygnałów elektrycznych lub akustycznych zapisanych w dziedzinie czasu [5.49, 5.50, 5.51]. Równania te pozwalają m. in. na wyznaczenie odpowiedzi przetwornika na dowolne pobudzenie, na wyznaczenie impedancji wejściowej przetwornika, a także na określenie jego funkcji przenoszenia, co jest szczególnie istotne przy projektowaniu przetworników szerokopasmowych. Ponieważ funkcja przenoszenia dostarcza wielu informacji o własnościach układu wielowarstwowego, można ją wykorzystać do syntezy warstw dopasowujących [5.19, 5.44].

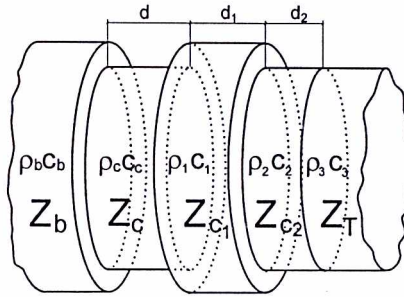
Istnieją dwie metody wyznaczania funkcji przenoszenia przetwornika. Pierwsza metoda polega na obliczeniu transformaty Fouriera odpowiedzi impulsowej zgodnie z zależnością:

$$K(j\omega) = F\{k(t)\}, \quad (5.1.1)$$

gdzie $K(j\omega)$ jest funkcją przenoszenia, a $k(t)$ jego odpowiedzią impulsową.

Metodę tę, ze względu na złożoną postać odpowiedzi impulsowej, trudno jednak zastosować do analizy. Druga metoda polega na zastosowaniu transformaty Fouriera w odniesieniu do równań różnicowych, co pozwala w łatwy sposób wyznaczyć równanie funkcji przenoszenia [5.49]. Metoda ta została wykorzystana w dalszej części pracy do wyznaczenia przykładowych funkcji przenoszenia przetwornika z różną ilością warstw dopasowujących.

Na rysunku 5.1.2 przedstawiono model przetwornika piezoelektrycznego o impedancji Z_c z dwiema warstwami dopasowującymi o impedancjach Z_{c_1} i Z_{c_2} i z warstwą tylną o impedancji Z_b ; przetwornik promieniuje energię do nieograniczonego ośrodka gazowego o impedancji Z_T .



Rys. 5.1.2. Przetwornik piezoelektryczny z dwiema warstwami dopasowującymi [5.19]

Fig. 5.1.2. Piezoceramic transducer with a double matching layer [5.19]

Definiując funkcję przenoszenia dla przetwornika z dwiema warstwami dopasowującymi jako [5.49]:

$$K_{c_3}(j\omega) = \frac{V_{c_3}(j\omega)}{I(j\omega)}, \quad (5.1.2)$$

gdzie $V_{c_3}(j\omega)$ i $I(j\omega)$ są transformatami Fouriera odpowiednio prędkości akustycznej $v_{c_3}(t)$ drgań powierzchni promieniującej drugiej warstwy i prądu $i(t)$ płynącego przez elektrody przetwornika i wyznaczając transformatę Fouriera dla równań różnicowych otrzymuje się funkcję przenoszenia postaci:

$$K_{c_3}(j\omega) = \frac{1}{j\omega} \frac{h}{Z_c + Z_{c_1}} (1 - R_{c_2})(1 - R_{c_3}) \frac{Q_{c_3}(j\omega)}{\mathfrak{R}_{c_3}(j\omega)}, \quad (5.1.3)$$

gdzie:

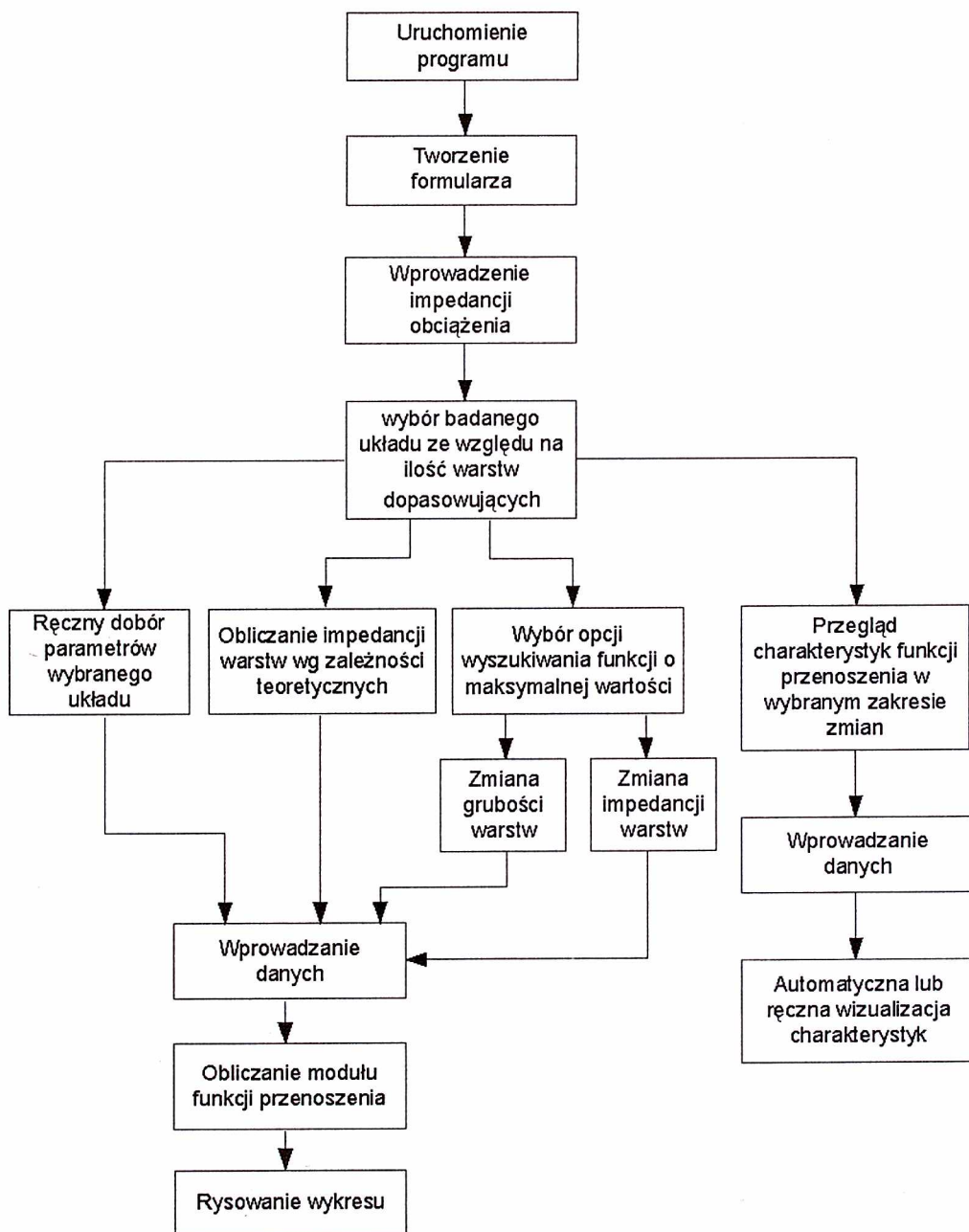
$$\begin{aligned} Q_{c_3}(j\omega) &= e^{-j\omega(\tau_1 + \tau_2)} - (1 + R_b)e^{-j\omega(\tau + \tau_1 + \tau_2)} + R_b e^{-j\omega(2\tau + \tau_1 + \tau_2)}, \\ \mathfrak{R}_{c_3}(j\omega) &= 1 + R_b R_{c_1} e^{-j2\omega\tau} + R_{c_1} R_{c_2} e^{-j2\omega\tau_1} + R_{c_2} R_{c_3} e^{-j2\omega\tau_2} + R_b R_{c_2} e^{-j2\omega(\tau + \tau_1)} + \\ &+ R_{c_1} R_{c_3} e^{-j2\omega(\tau_1 + \tau_2)} + R_b R_{c_1} R_{c_2} e^{-j2\omega(\tau + \tau_2)} + R_b R_{c_3} e^{-j2\omega(\tau + \tau_1 + \tau_2)}, \end{aligned}$$

τ , τ_1 , τ_2 – opóźnienie odpowiednio w ceramice piezoelektrycznej, pierwszej i drugiej warstwie dopasowującej, $\tau = d/c_c$, $\tau_1 = d_1/c_1$, $\tau_2 = d_2/c_2$,

R_b , R_{c_1} , R_{c_2} , R_{c_3} , – współczynniki odbicia odpowiednio na granicy ceramiki i tylnej powierzchni przetwornika, ceramiki i pierwszej warstwy dopasowującej, pierwszej i drugiej warstwy dopasowującej, drugiej warstwy dopasowującej i ośrodka gazowego,

$$\begin{aligned} R_b &= (Z_c - Z_b)/(Z_c + Z_b) \\ R_{c_1} &= (Z_{c_1} - Z_c)/(Z_{c_1} + Z_c) \\ R_{c_2} &= (Z_{c_2} - Z_{c_1})/(Z_{c_2} + Z_{c_1}) \\ R_{c_3} &= (Z_T - Z_{c_2})/(Z_T + Z_{c_2}) \end{aligned}$$

h – stała piezoelektryczna.



Rys. 5.1.3. Schemat blokowy programu komputerowego do obliczania funkcji przenoszenia [5.18]

Fig. 5.1.3. Block scheme of computer software for defining a transfer function [5.18]

Moduł funkcji (5.1.3) można wykorzystać do wyznaczania funkcji przenoszenia przetwornika z dwiema warstwami dopasowującymi. Warto zauważyć, że równanie (5.1.3) znacznie się upraszcza dla przypadku gdy warstwy dopasowujące mają grubość $\lambda/4$, jednak przyjęcie takiego założenia ograniczałoby w znacznym stopniu możliwość kształtowania charakterystyki funkcji przenoszenia.

Ponieważ istnieje podobieństwo modułu funkcji przenoszenia do modułu impedancji elektrycznej przetwornika z warstwą dopasowującą, funkcję przenoszenia można wykorzystać do optymalizacji warunków pracy układu nadajnik–przetwornik ultradźwiękowy [5.49]. Zapewnienie stałej wielkości impedancji elektrycznej w paśmie przenoszenia pozwala na przekazywanie stałej mocy do obciążenia. Zmiany mocy w funkcji częstotliwości będą występowały zgodnie z charakterystyką modułu funkcji przenoszenia.

Na rysunku 5.1.3 przedstawiono schemat funkcjonalny działania programu komputerowego służącego do wyznaczania funkcji przenoszenia [5.18].

Niektóre procedury obliczeniowe, w zależności od wprowadzonych danych i wyboru optymalnych funkcji przenoszenia, są bardzo czasochłonne, jednak wyniki otrzymane w postaci odpowiednich charakterystyk pozwalają w sposób optymalny dobierać parametry poszczególnych warstw. Możliwa jest także ocena wpływu obciążenia tylnej powierzchni przetwornika na kształt funkcji przenoszenia.

Przy ustalonych grubościach warstw dopasowujących, pożądany kształt funkcji przenoszenia można otrzymać przez właściwy dobór impedancji akustycznych materiałów, z których wykonane są te warstwy; uzyskuje się w ten sposób różne kształty krzywych (np. maksymalnie płaską lub równofalistą), które decydują o przebiegu odpowiedzi impulsowej przetwornika na określony sposób pobudzenia go do drgań.

Właściwy dobór impedancji akustycznych wymaga opracowania ścisłych metod syntezy układów dopasowujących. Większość metod opiera się na zależnościach wprowadzonych dla elektrycznych linii długich [5.13]. Goll i Auld, obliczając warstwy dopasowujące, korzystali ze wzorów wynikających z analizy przetwornika w analogii do linii długich; impedancja dopasowująca jest tu obliczana jako średnia geometryczna impedancji piezoceramiki i impedancji ośrodka (wzory Czebyszewa) [5.13, 5.14]. De-Silets, Fraser i Kino przeprowadzili analizę dopasowania pod kątem uzyskania optymalnego kształtu impulsu. Impedancje akustyczne warstw były przez nich obliczane w taki sposób, by spełnione było kryterium dwumianowe [5.11]. Souquet, Defranould i Desbois wykazali, że gdy przy obliczaniu warstw spełniony jest warunek równości dobroci gałęzi elektrycznej i mechanicznej w układzie zastępczym przetwornika, amplituda impulsu osiąga maksimum [5.57]. Interesujące jest porównanie wyników obliczeń impedancji dla różnych kryteriów dopasowania i różnej liczby warstw dopasowujących. Poniżej przedstawiono wyniki takiej analizy przy następujących założeniach:

- impedancja akustyczna przetwornika piezoceramicznego $Z_c = 30 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$,
- impedancja akustyczna powietrza $Z_T = 427 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$,
- impedancja obciążenia tylnej powierzchni przetwornika zmienna w zakresie od $Z_b = 0$ (brak obciążenia) do $Z_b = 104,2 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ (wolfram).

Przy stosowaniu pojedynczej warstwy dopasowującej, jej impedancję można obliczyć według następujących zależności:

– dopasowanie według kryterium Czebyszewa

$$Z_{c_1} = \sqrt{Z_c Z_T}, \quad (5.1.4)$$

– dopasowanie według kryterium DeSiletsa

$$Z_{c_1} = \sqrt[3]{Z_c Z_T^2}, \quad (5.1.5)$$

– dopasowanie według kryterium Souqueta

$$Z_{c_1} = \sqrt[3]{2Z_c Z_T^2}. \quad (5.1.6)$$

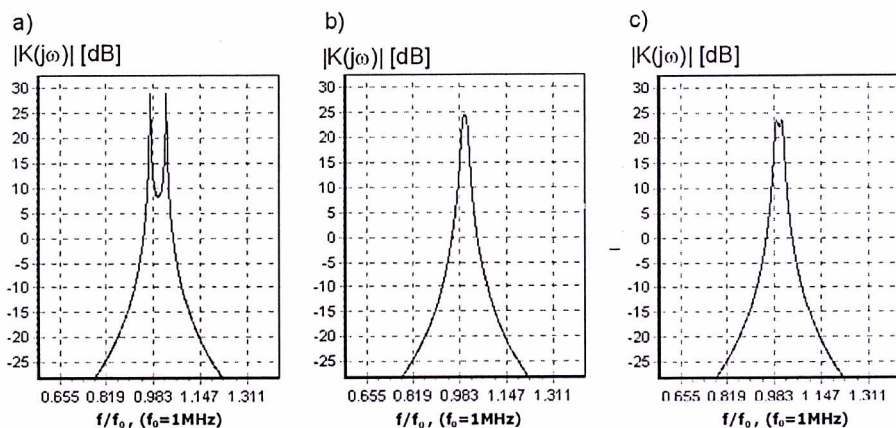
Obliczone wartości impedancji dla przetwornika piezoceramicznego promieniującego do powietrza wynoszą zgodnie z zależnościami (5.1.4)–(5.1.6) odpowiednio:

$$Z_{c_1} = 0,113 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}),$$

$$Z_{c_1} = 0,0176 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}),$$

$$Z_{c_1} = 0,0222 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}).$$

Jak widać, wartości impedancji warstwy dopasowującej różnią się znacznie między sobą, co ma oczywisty wpływ na kształt funkcji przenoszenia, a tym samym na kształt krzywej elektrycznej admitancji. Najmniejsze zmiany admitancji elektrycznej występują, gdy impedancja jest obliczana według wzorów De Siletsa [5.40].



Rys. 5.1.4. Moduł funkcji przenoszenia przetwornika z jedną ćwierćfalową warstwą dopasowującą o impedancji obliczonej wg zależności: a) Czebyszewa, b) De Siletsa, c) Souqueta [5.19]

Fig. 5.1.4. Transfer function modulus of transducer with single quarter wave matching layer with impedance calculated according to formulas: a) Chebyshev, b) De Silets, c) Souquet [5.19]

Na rysunku 5.1.4 przedstawiono funkcję przenoszenia przetwornika z jedną warstwą dopasowującą o wartościach impedancji obliczonych według zależności (5.1.4), (5.1.5) i (5.1.6).

Jeśli się stosuje podwójny układ dopasowujący, impedancję poszczególnych warstw można obliczyć korzystając z zależności DeSiletsa spełniających kryterium dwumianowe postaci [5.11]:

$$\ln \frac{Z_{C_n} + 1}{Z_{C_n}} = 2^{-N} C_n^N \ln \frac{Z_T}{Z_{WE}}, \quad (5.1.7)$$

gdzie: Z_T – impedancja ośrodka obciążającego,

Z_{WE} – impedancja wejściowa układu,

Z_{C_n} – impedancja n -tej ćwierćfalowej warstwy dopasowującej,

$$C_n^N - \text{współczynnik dwumianowy, } C_n^N = \frac{N!}{n!(N-n)!},$$

a także uwzględniając zależności podane przez Souqueta [5.57], przy założeniu dopasowania energetycznego, oraz korzystając ze wzorów (5.1.4), (5.1.5), (5.1.6). Otrzymane w ten sposób zależności dla impedancji obu warstw są zbliżone lub zgodne z podanymi m.in. przez J.H. Golla [5.13] i przyjmują następującą postać:

a) przy dopasowaniu w oparciu o kryterium Czebyszewa:

$$Z_{c_1} = \sqrt{Z_c Z_P}, \quad (5.1.8)$$

$$Z_{c_2} = \sqrt{Z_P Z_T}, \quad (5.1.9)$$

gdzie $Z_P = \sqrt{Z_c Z_T}$,

b) przy dopasowaniu w oparciu o kryterium DeSiletsa:

$$Z_{c_1} = \sqrt[3]{Z_c Z_P^2}, \quad (5.1.10)$$

$$Z_{c_2} = \sqrt[3]{Z_P Z_T^2}, \quad (5.1.11)$$

gdzie $Z_P = \sqrt[3]{Z_c Z_T^2}$,

c) przy dopasowaniu w oparciu o kryterium Souqueta:

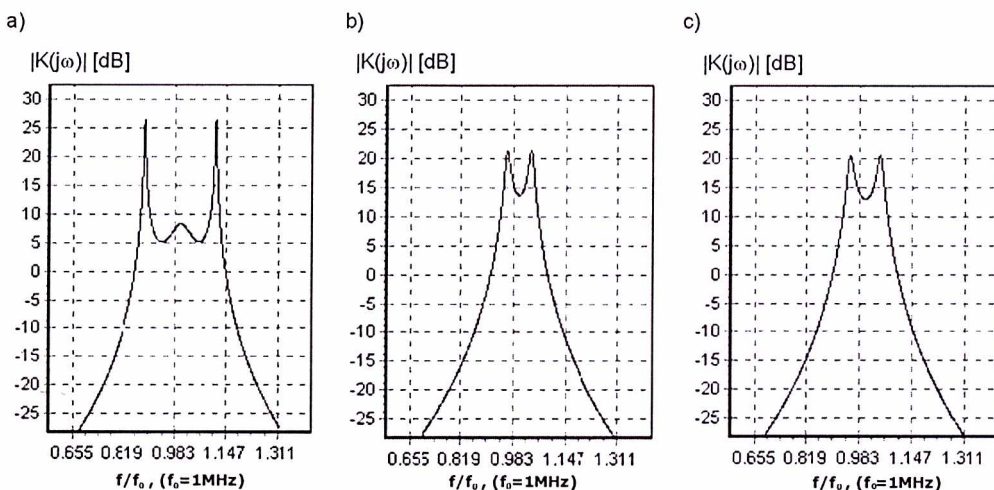
$$Z_{c_1} = \sqrt[3]{2Z_c Z_P^2}, \quad (5.1.12)$$

$$Z_{c_2} = \sqrt[3]{2Z_P Z_T^2}, \quad (5.1.13)$$

gdzie $Z_P = \sqrt[3]{2Z_c Z_T^2}$.

W podobny sposób można wyprowadzić zależności dla układu trójwarstwowego.

Na rysunku 5.1.5 przedstawiono moduł funkcji przenoszenia przetwornika z podwójną warstwą ćwierćfalową.



Rys. 5.1.5. Moduł funkcji przenoszenia przetwornika z dwiema warstwami dopasowującymi o impedancjach obliczonych wg zależności (a) Czebyszewa, (b) De Siletsa, (c) Souqueta:

a) $Z_{c1} = 1,843 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, $Z_{c2} = 0,695 \cdot 10^4 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, b) $Z_{c1} = 0,21 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, $Z_{c2} = 0,14 \cdot 10^4 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, c) $Z_{c1} = 0,31 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, $Z_{c2} = 0,2 \cdot 10^4 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ [5.19]

Fig. 5.1.5. Transfer function modulus of transducer with a double matching layer, with impedance calculated according to formulas of (a) Czebyszew, (b) De Silets, (c) Souquet:

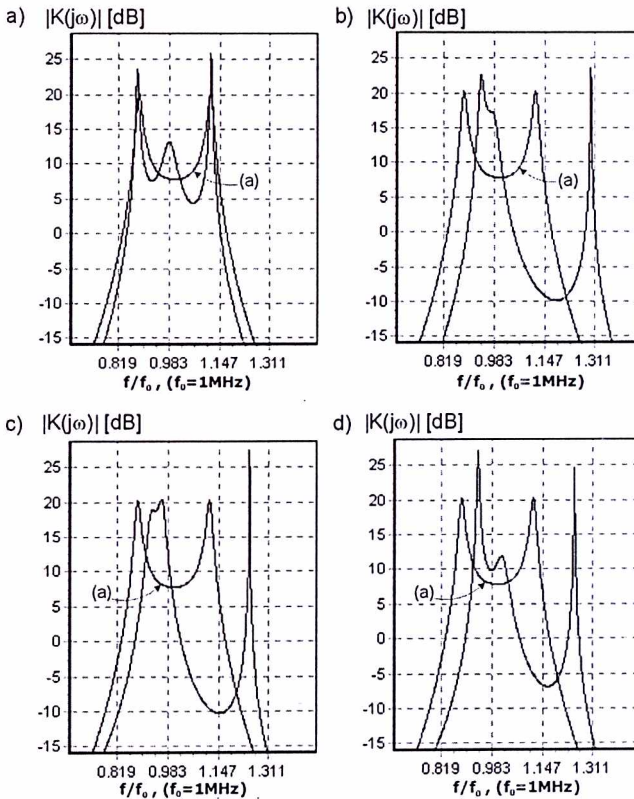
a) $Z_{c1} = 1.843 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, $Z_{c2} = 0.695 \cdot 10^4 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, b) $Z_{c1} = 0.21 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, $Z_{c2} = 0.14 \cdot 10^4 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, c) $Z_{c1} = 0.31 \cdot 10^6 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$, $Z_{c2} = 0.2 \cdot 10^4 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ [5.19]

Zastosowanie dwóch warstw dopasowujących powoduje zmniejszenie wartości modułu funkcji przenoszenia, wprowadza większe zafalowania kształtu funkcji, ale pozwala na poszerzenie pasma przenoszenia. Wprowadzenie większej liczby warstw powoduje dalsze poszerzenie pasma przenoszenia przetwornika, jednak względny przyrost szerokości pasma uzyskiwany dzięki kolejnym warstwom jest znacznie mniejszy niż przyrost tej szerokości spowodowany użyciem jednej warstwy [5.49, 5.50, 5.51].

Z analizy wyników obliczeń wartości impedancji poszczególnych warstw rezonansowych można wnioskować, że w wielu przypadkach trudno byłoby znaleźć materiały o takich wartościach impedancji – możliwości wyboru są tu mocno ograniczone ([5.19, 5.44] oraz por. tab. 3.3.1 i tab. 3.3.2). Można jednak zauważyć, że istnieje możliwość skorygowania kształtu funkcji przenoszenia poprzez zmianę grubości poszczególnych warstw [5.44]. Ponieważ transmisja energii z przetwornika piezoelektrycznego poprzez warstwy dopasowujące jest funkcją grubości tych warstw, można częściowo rekompensować nierealne wartości impedancji poprzez zmianę ich grubości. Dodatkowo, przy obecnym poziomie techniki, o wiele łatwiejsze i mniej kosztowne staje się wykonanie warstwy o żądanej grubości niż opracowanie nowego materiału o pożądanych wartościach impedancji. Doty-

czy to zwłaszcza przypadków, gdy zależy nam na poszerzeniu charakterystyki funkcji przenoszenia. Przykładem wpływu grubości warstw na funkcję przenoszenia są przedstawione na rys. 5.1.6 charakterystyki dla układu trójwarstwowego z warstwami o różnych grubościach na tle funkcji otrzymanej dla trzech ćwierćfalowych warstw dopasowujących. Obliczenia przeprowadzono dla następujących grubości poszczególnych warstw:

- a) $d_1 = 0,25 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,1 \lambda_3$,
- b) $d_1 = 0,20 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,1 \lambda_3$,
- c) $d_1 = 0,25 \lambda_1$, $d_2 = 0,27 \lambda_2$, $d_3 = 0,4 \lambda_3$,
- c) $d_1 = 0,21 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,4 \lambda_3$.



Rys. 5.1.6. Moduł funkcji przenoszenia przetwornika z trzema warstwami dopasowującymi o różnych grubościach na tle funkcji z warstwami ćwierćfalowymi (krzywa (a)):

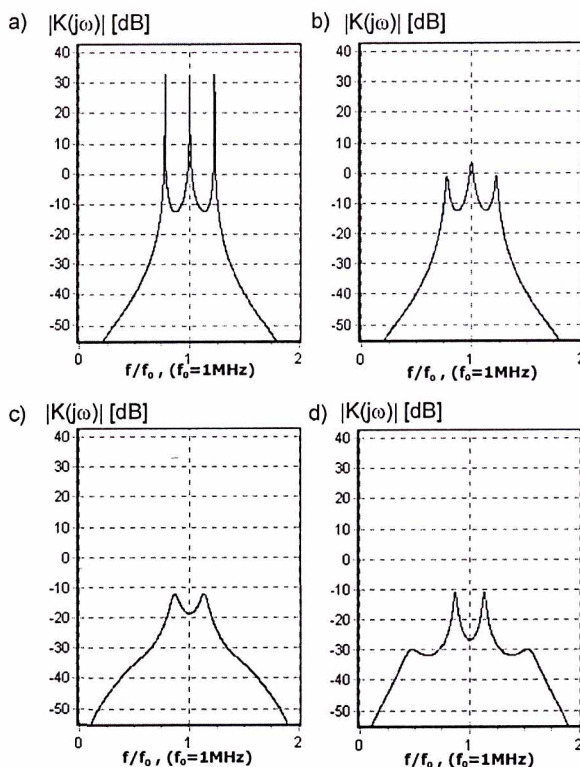
- a) $d_1 = 0,25 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,1 \lambda_3$, b) $d_1 = 0,20 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,1 \lambda_3$,
- c) $d_1 = 0,25 \lambda_1$, $d_2 = 0,27 \lambda_2$, $d_3 = 0,4 \lambda_3$, d) $d_1 = 0,21 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,4 \lambda_3$ [5.44]

Fig. 5.1.6. Transfer function modulus of transducer with three-layer system of different thickness against function with quarter wave matching layers (curve a)):

- a) $d_1 = 0,25 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,1 \lambda_3$, b) $d_1 = 0,20 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,1 \lambda_3$,
- c) $d_1 = 0,25 \lambda_1$, $d_2 = 0,27 \lambda_2$, $d_3 = 0,4 \lambda_3$, d) $d_1 = 0,21 \lambda_1$, $d_2 = 0,25 \lambda_2$, $d_3 = 0,4 \lambda_3$ [5.44]

Przedstawione na rysunku 5.1.5 przykłady funkcji przenoszenia pokazują, że zmiana grubości warstw pozwala na zmianę wartości tej funkcji i zmianę pasma przenoszenia, które trudno byłoby osiągnąć przy zastosowaniu ogólnie dostępnych materiałów o określonych impedancjach akustycznych.

Interesującym zagadnieniem jest analiza wpływu obciążenia tylnej strony przetwornika na kształt funkcji przenoszenia. Na rysunku 5.1.7 przedstawiono wyniki obliczeń tej funkcji dla różnych wartości impedancji obciążających stronę tylną przetwornika z dwiema warstwami o impedancjach $Z_{c1} = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ i $Z_{c2} = 0,3 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.



Rys. 5.1.7. Funkcja przenoszenia przetwornika z podwójną warstwą dopasowującą przy różnych obciążeniach strony tylnej:

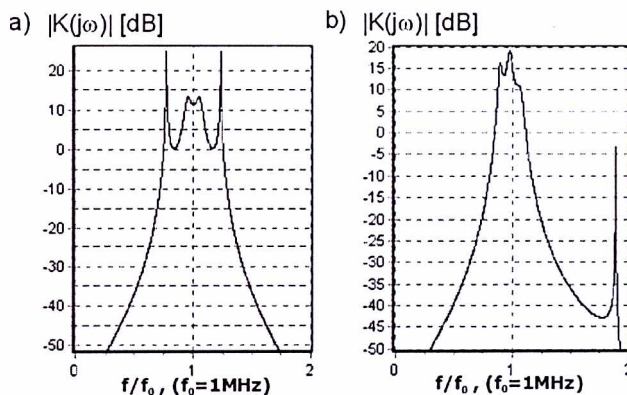
- a) brak obciążenia ($Z_b = 0$), b) szkło organiczne ($Z_b = 3,2 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$),
c) miedź ($Z_b = 45,1 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), d) wolfram ($Z_b = 104,2 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$) [5.19]

Fig. 5.1.7. Transfer function of transducer with double matching layer at different loadings of back side: a) no back loading ($Z_b = 0$), b) plexiglass ($Z_b = 3.2 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), c) copper ($Z_b = 45.1 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), d) tungsten ($Z_b = 104.2 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$) [5.19]

Wprowadzenie obciążenia strony tylnej przetwornika powoduje zmianę kształtu funkcji przenoszenia; ze wzrostem impedancji obciążenia zwiększa się szerokość

pasma przenoszenia. W przypadku pracy impulsowej parametry te mają decydujący wpływ na kształt i czas trwania impulsu generowanego przez przetwornik [5.49].

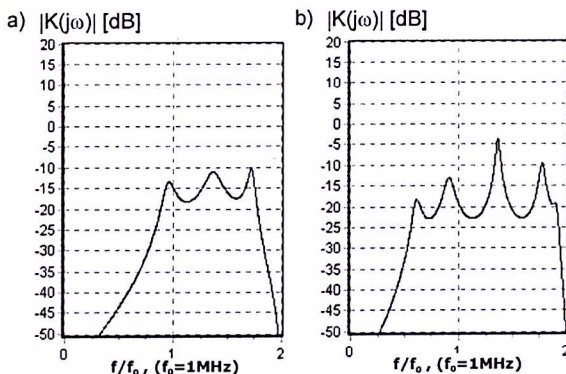
Gdy nie zależy nam na dużej szerokości pasma przenoszenia przetwornika (np. gdy przetwornik nadawczy znajduje się w dużej odległości od przetwornika odbiorczego, czas trwania impulsu nie ma istotnego znaczenia), zmniejszamy wartość impedancji Z_b do zera. Zmniejszenie grubości pierwszej warstwy d_1 do wartości $0,1\lambda_1$ pozwala na zwiększenie wartości funkcji przenoszenia o ok. 18 dB przy jednoczesnym zawężeniu pasma przenoszenia (zob. rys. 5.1.8).



Rys. 5.1.8. Moduł funkcji przenoszenia przetwornika:

- a) przy braku obciążenia strony tylnej przetwornika, b) jak w pkt a)
i przy zmniejszonej grubości pierwszej warstwy dopasowującej [5.44]

Fig. 5.1.8. Transfer function modulus of transducer: a) no loading of back side of transducer, b) as in point a) and at decreased thickness of the first matching layer [5.44]



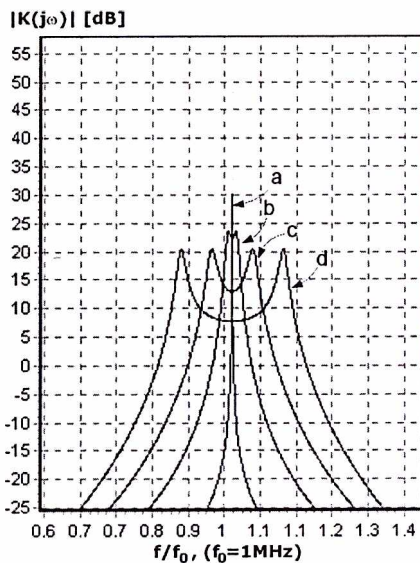
Rys. 5.1.9. Moduł funkcji przenoszenia przetwornika z trzema warstwami dopasowującymi o grubościach: a) $d_1 = 0,12 \lambda_1$, $d_2 = 0,11 \lambda_2$, $d_3 = 0,18 \lambda_3$, b) $d_1 = 0,174 \lambda_1$, $d_2 = 0,141 \lambda_2$, $d_3 = 0,41 \lambda_3$ [5.44]

Fig. 5.1.9. Transfer function modulus of transducer with three matching layers whose thickness is equal to: a) $d_1 = 0,12 \lambda_1$, $d_2 = 0,11 \lambda_2$, $d_3 = 0,18 \lambda_3$, b) $d_1 = 0,174 \lambda_1$, $d_2 = 0,141 \lambda_2$, $d_3 = 0,41 \lambda_3$ [5.44]

Jeśli zależy nam na poszerzeniu pasma przenoszenia, to pozostawiamy obciążenie tylnej strony przetwornika, a szerokość pasma regulujemy dobierając odpowiednio ilość i grubości poszczególnych warstw. Na rysunku 5.1.9 przedstawiono funkcje przenoszenia przetwornika z trzema warstwami dopasowującymi o grubościach poszczególnych warstw dobranych pod kątem możliwości uzyskania szerszego pasma przenoszenia z zachowaniem równofalistej charakterystyki funkcji przenoszenia.

Przedstawione wyżej przykłady obliczeń pokazują, że komputerowa analiza wielowarstwowych akustycznych układów dopasowujących umożliwia kompleksowe badanie wpływu grubości, impedancji i liczby warstw dopasowujących na kształt funkcji przenoszenia; możliwa jest także ocena wpływu obciążenia strony tylnej przetwornika na kształt tej funkcji.

Niestety, w przypadku przetwornika promieniującego do powietrza nie można dobrać realnie istniejących materiałów, które pozwalałyby na otrzymanie założonych funkcji przenoszenia.



Rys. 5.1.10. Moduł funkcji przenoszenia przetwornika przy różnej liczbie ćwierćfalowych warstw dopasowujących i braku obciążenia części tylnej:

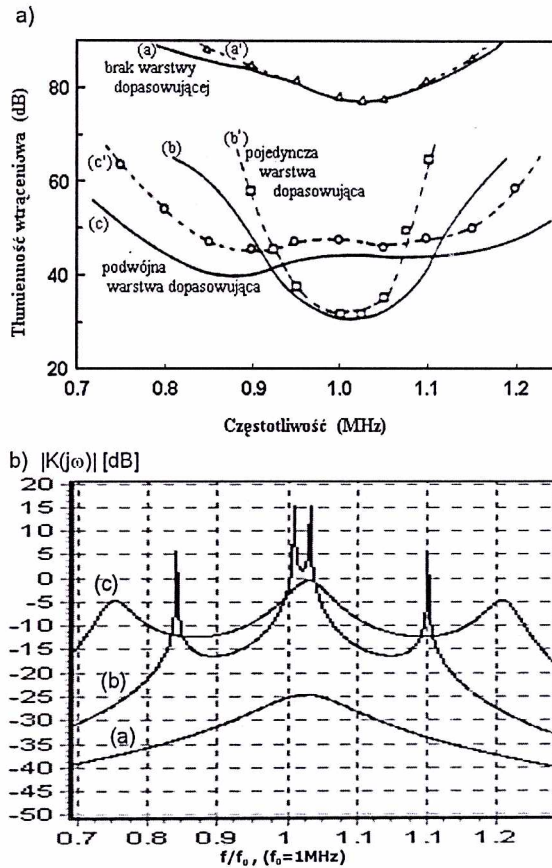
a – bez warstwy dopasowującej, b – z jedną warstwą dopasowującą,
c – z dwoma warstwami dopasowującymi, d – z trzema warstwami dopasowującymi

Fig. 5.1.10. Transfer function modulus of transducer at different number of quarter-wave matching layers and no loading of back side of transducer:

a – without matching layer, b – with one matching layer, c – with double matching layer,
d – with three matching layers

W celu sprawdzenia poprawności działania programu porównano otrzymane wyniki obliczeń z wynikami przedstawionymi przez innych autorów zajmujących się podobnym

zagadnieniem [5.61]. Wymagało to przyjęcia takich samych warunków pracy przetwor-
nika: $Z_c = 30 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $Z_b = 0$. Do obliczeń przyjęto kryterium dopasowania we-
dług Souqueta dla jednej, dwóch i trzech warstw dopasowujących. Grubość stosowa-
nych warstw we wszystkich przypadkach jest równa $1/4$ długości fali dla częstotliwości
rezonansowej $f = 1 \text{ MHz}$. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 5.1.10.



Rys. 5.1.11. a) Obliczona (linia ciągła) i wyznaczona eksperymentalnie (linia przerywana) tłumienność wtrąceniowa: (a), (a') – bez warstwy dopasowującej; (b), (b') – pojedyncza warstwa dopasowująca $Z_{c1} = 0,24 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, (c), (c') – podwójna warstwa dopasowująca $Z_{c1} = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ i $Z_{c2} = 0,3 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ [5.61]; b) moduł funkcji przenoszenia przetwornika: (a) bez warstwy dopasowującej, (b) pojedyncza warstwa dopasowująca $Z_{c1} = 0,24 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, c) podwójna warstwa dopasowująca $Z_{c1} = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ i $Z_{c2} = 0,3 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

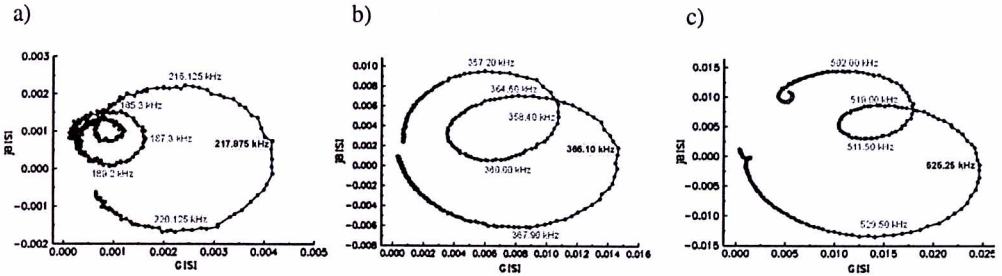
Fig. 5.1.11. a) Calculated (solid line) and experimental (broken line) insertion loss of air transducer: (a), (a') without matching layer, (b), (b') single matching layer $Z_{c1} = 0.24 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, (c), (c') double matching layers $Z_{c1} = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ and $Z_{c2} = 0.3 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; b) transfer function modulus of transducer: (a) without matching layer, (b) single matching layer $Z_{c1} = 0.24 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, (c) double matching layer $Z_{c1} = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ and $Z_{c2} = 0.3 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

Zgodnie z oczekiwaniem, zastosowanie kolejnych warstw dopasowujących spowodowało zmniejszenie amplitudy prędkości akustycznej promieniowanej fali oraz poszerzenie pasma przenoszenia. Względny przyrost szerokości pasma uzyskany dzięki drugiej warstwie jest większy niż przyrost tej szerokości spowodowany użyciem jednej warstwy, dodanie trzeciej warstwy powoduje dalsze zwiększenie względnego przyrostu szerokości pasma. Zwiększenie liczby warstw wprowadza jednak dodatkowe tłumienie.

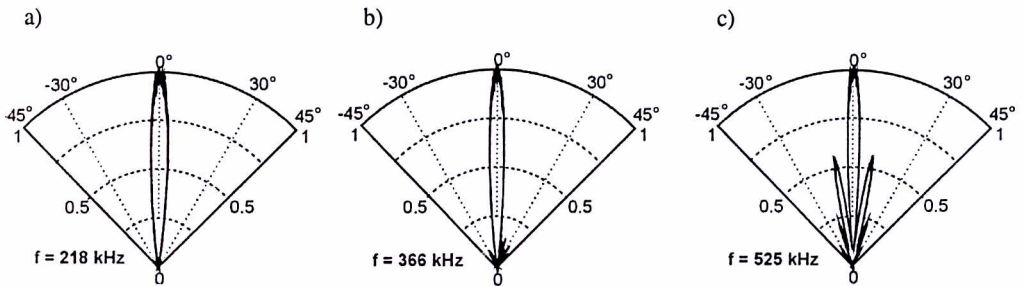
Na rysunku 5.1.11 porównano charakterystyki układu z jedną i dwiema warstwami dopasowującymi oraz układu bez warstwy dopasowującej z charakterystykami tłumienności wtrąceniowej przedstawionej w pracy [5.61].

Można sądzić, że pewna rozbieżność kształtów krzywych wynika ze sposobu wyznaczania funkcji przenoszenia; występujące na rys. 5.1.11b „piki”, jako błędy wynikające z nieciągłości funkcji mogłyby zostać aproksymowane, co spowodowałoby zbliżenie podobieństwa kształtów danych funkcji. Na rysunku 5.1.11a linia ciągła (a) odpowiada obliczonej wartości tłumienności wtrąceniowej bez warstw dopasowujących, dla $Z_b = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; krzywa (b) przedstawia obliczoną tłumienność wtrąceniową z jedną warstwą dopasowującą o impedancji $Z_{c_1} = 0,24 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, natomiast krzywa (c) przedstawia obliczoną tłumienność wtrąceniową z podwójną warstwą o impedancji $Z_{c_1} = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ i $Z_{c_2} = 0,3 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ przy obciążeniu części tylnej przetwornika warstwą o impedancji $Z_b = 5 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$. Z rysunku 5.1.11a wynika, że obliczone wartości tłumienności wtrąceniowej dla pojedynczej i podwójnej warstwy dopasowującej powodują zmniejszenie tej tłumienności odpowiednio o 47 dB i 37 dB w porównaniu do przetwornika bez warstw dopasowujących. Przetwornik z podwójną warstwą ma, zgodnie z oczekiwaniem, szersze pasmo przenoszenia niż przetwornik bez warstwy lub przetwornik z jedną warstwą. Porównanie charakterystyk z rys. 5.1.11a z charakterystykami funkcji przenoszenia (rys. 5.1.11b) prowadzi do wniosku, że odpowiednie proporcje dotyczące wartości tych funkcji pomiędzy poszczególnymi wykresami są zachowane. Dla przetwornika z pojedynczą warstwą dopasowującą wartość funkcji przenoszenia jest większa o ok. 40 dB w stosunku do przetwornika bez warstwy. Różnica w wartości funkcji przenoszenia przy częstotliwości rezonansowej pomiędzy układem jedno- i dwuwarstwowym wynosi ok. 15 dB na korzyść układu jednowarstwowego, natomiast układ dwuwarstwowy ma szersze pasmo przenoszenia.

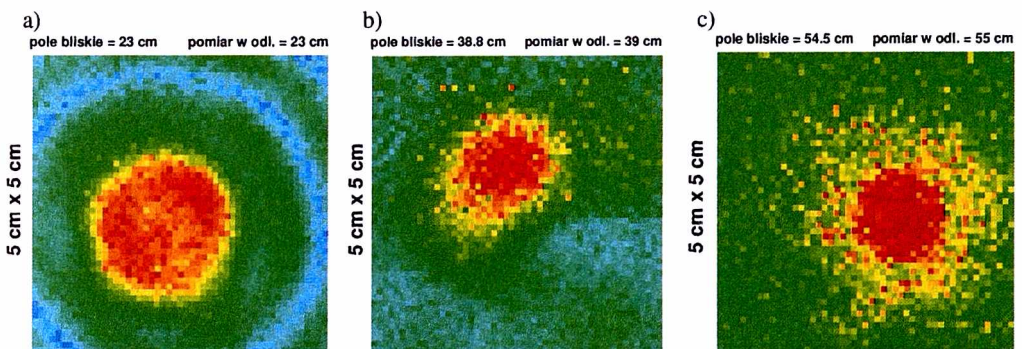
Na rysunkach 5.1.12–5.1.14 przedstawiono wyniki pomiarów kilku wykonanych przez autora przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w powietrzu przy częstotliwościach $f = 218 \text{ kHz}$, $f = 366 \text{ kHz}$ oraz $f = 525 \text{ kHz}$, wyposażonych w warstwy dopasowujące wykonane z materiału kompozytowego ITAKOM [5.20].



Rys. 5.1.12. Charakterystyki amplitudowo-fazowe admitancji przetworników pracujących w powietrzu przy częstotliwościach: a) $f = 218 \text{ kHz}$, b) $f = 366 \text{ kHz}$, c) $f = 525 \text{ kHz}$ [5.20]
 Fig. 5.1.12. Amplitude-phase characteristics of admittance of airborne transducers working at frequencies: a) $f = 218 \text{ kHz}$, b) $f = 366 \text{ kHz}$, c) $f = 525 \text{ kHz}$ [5.20]



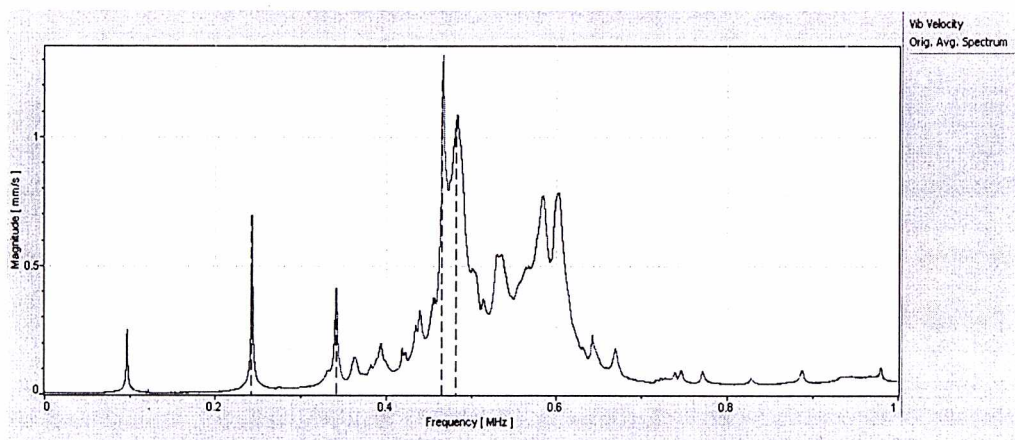
Rys. 5.1.13. Charakterystyki kierunkowości przetworników ultradźwiękowych pracujących w powietrzu przy częstotliwościach: a) $f = 218 \text{ kHz}$, b) $f = 366 \text{ kHz}$, c) $f = 525 \text{ kHz}$ [5.20]
 Fig. 5.1.13. Directional characteristics of airborne transducers working at frequencies: a) $f = 218 \text{ kHz}$, b) $f = 366 \text{ kHz}$, c) $f = 525 \text{ kHz}$ [5.20]



Rys. 5.1.14. Rozkłady pola akustycznego (zmierzone na granicy pola bliskiego i pola dalekiego) przetworników ultradźwiękowych pracujących w powietrzu przy częstotliwościach: a) $f = 218 \text{ kHz}$, b) $f = 366 \text{ kHz}$, c) $f = 525 \text{ kHz}$ [5.20]
 Fig. 5.1.14. Distributions of acoustic field (measured at the boundary of near and far fields) of airborne transducers working at frequencies: a) $f = 218 \text{ kHz}$, b) $f = 366 \text{ kHz}$, c) $f = 525 \text{ kHz}$ [5.20]

Wszystkie przetworniki miały jednakową budowę (zob. rys. 4.4.2) i jednakową średnicę $D = 38$ mm. Dobroć mechaniczna wyznaczona z charakterystyk przedstawionych na rys. 5.1.12 wynosi odpowiednio: $Q = 54$, $Q = 104$ i $Q = 52$. Większa dobroć dla przetwornika pracującego przy częstotliwości $f = 366$ kHz wynika z zastosowania płytki ceramicznej z ceramiki PXE-4 firmy Philips, pozostałe przetworniki wykonano na bazie ceramiki PZT produkowanej przez CERAD (materiał S-1). Dla przetworników pracujących przy częstotliwościach $f = 366$ kHz i $f = 525$ kHz w okolicy rezonansu głównego pojawiają się dodatkowe rezonanse, których pochodzenie może być związane m.in. z niejednorodnością warstw dopasowujących i niedoskonałością w sposobie zamocowania przetwornika w obudowie. Pewna nierównomierność charakterystyki kierunkowości dla przetwornika pracującego przy częstotliwości $f = 525$ kHz (rys. 5.1.13c) może być związana ze sposobem drgań cienkiej płytki i niedoskonałością mocowania jej w obudowie. Przedstawione na rys. 5.1.14 rozkłady pola zmierzono na granicy pola bliskiego i pola dalekiego; odległości te wynoszą odpowiednio 7, 39 i 54,5 cm. Niewielka nierównomierność rozkładu pola wynika z braku pełnej symetrii przesuwu przetwornika pomiarowego w stosunku do płaszczyzny przetwornika mierzonego. Dla przetworników o częstotliwościach pracy $f = 366$ kHz i $f = 525$ kHz obrazy rozkładu pola akustycznego są ponadto „zaszumione” – wynika to z małego stosunku S/N (sygnał/szum) sygnału odbiorczego.

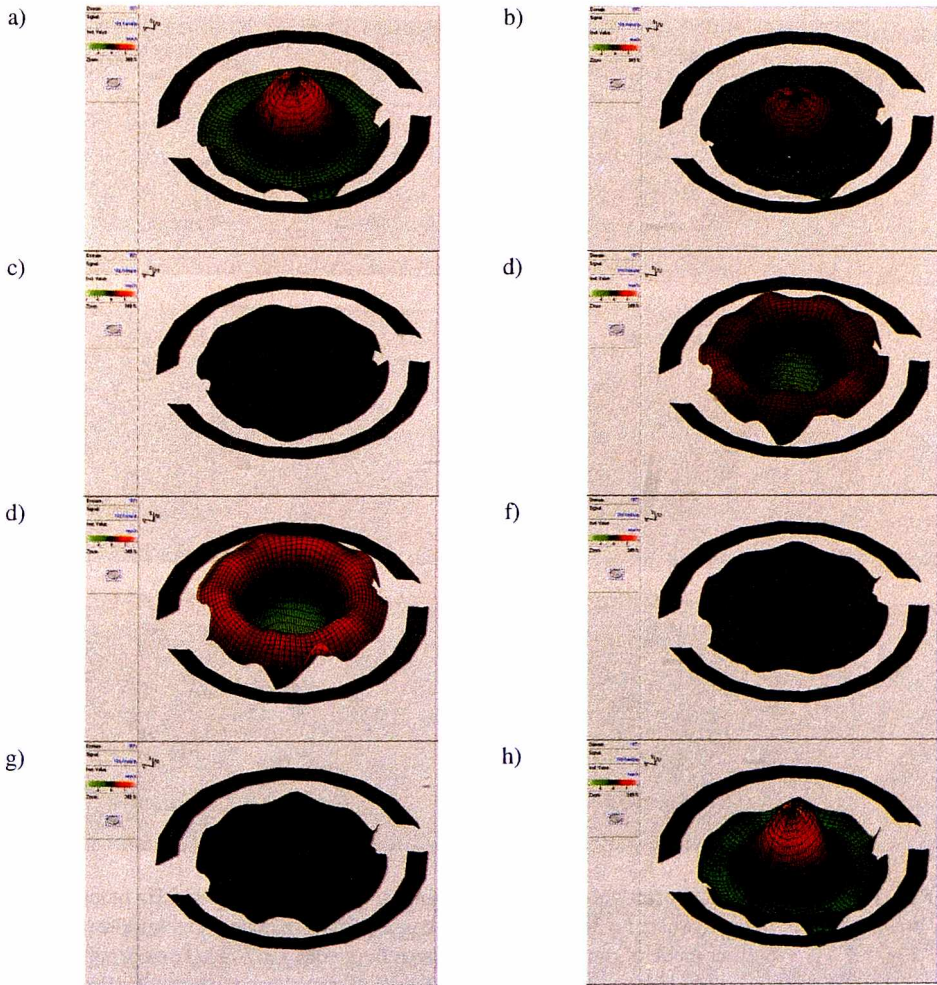
Na rysunku 5.1.15 przedstawiono charakterystykę widmową (w zakresie częstotliwości 0–1 MHz) przetwornika o częstotliwości rezonansowej $f = 243$ kHz, a na rys. 5.1.16–5.1.18 zmierzone kolejne fazy drgań powierzchni tego przetwornika dla trzech wybranych częstotliwości: $f = 363$ kHz, $f = 466$ kHz oraz $f = 483$ kHz. Otrzymane obrazy przedstawiają pseudotrójwymiarową wizualizację rozkładu prędkości drgań punktów na powierzchni przetwornika (pomiar został wykonany za pomocą aparatury firmy Polytec).



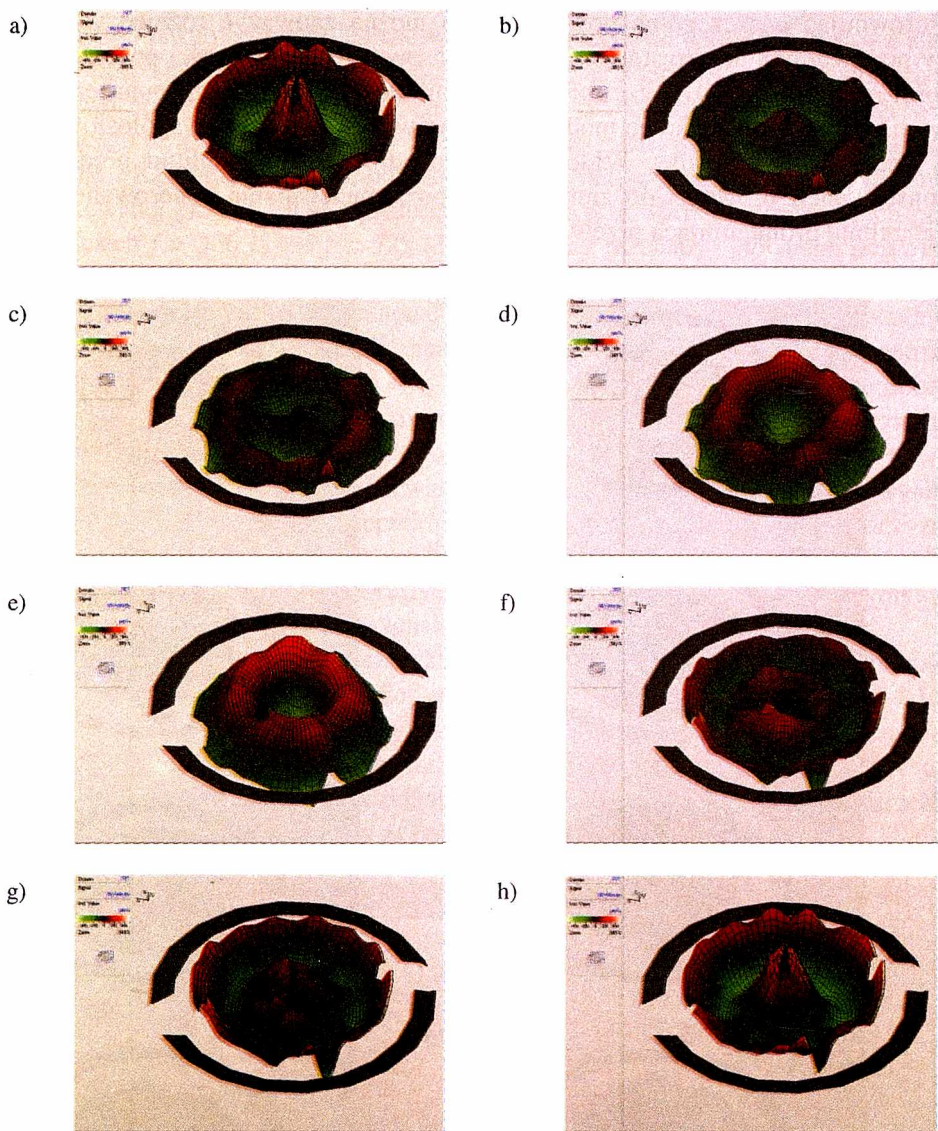
Rys. 5.1.15. Charakterystyka widmowa przetwornika ultradźwiękowego o częstotliwości pracy $f = 243$ kHz

Fig. 5.1.15. Spectrum characteristic of ultrasonic transducer working at frequency $f = 243$ kHz

Porównując poszczególne postacie drgań można zauważyć różnice w sposobie pracy przetwornika dla częstotliwości rezonansowej i częstotliwości powyżej częstotliwości rezonansowej. Dla częstotliwości znajdujących się poza rezonansem podstawowym występują dodatkowe mody drgań zarówno na okręgach współosiowych, jak i na średnicy przetwornika. Widoczne są ponadto zmiany amplitud prędkości, co w konsekwencji prowadzi do zmniejszenia poziomu ciśnienia generowanego przez powierzchnię promieniującą przetwornika.

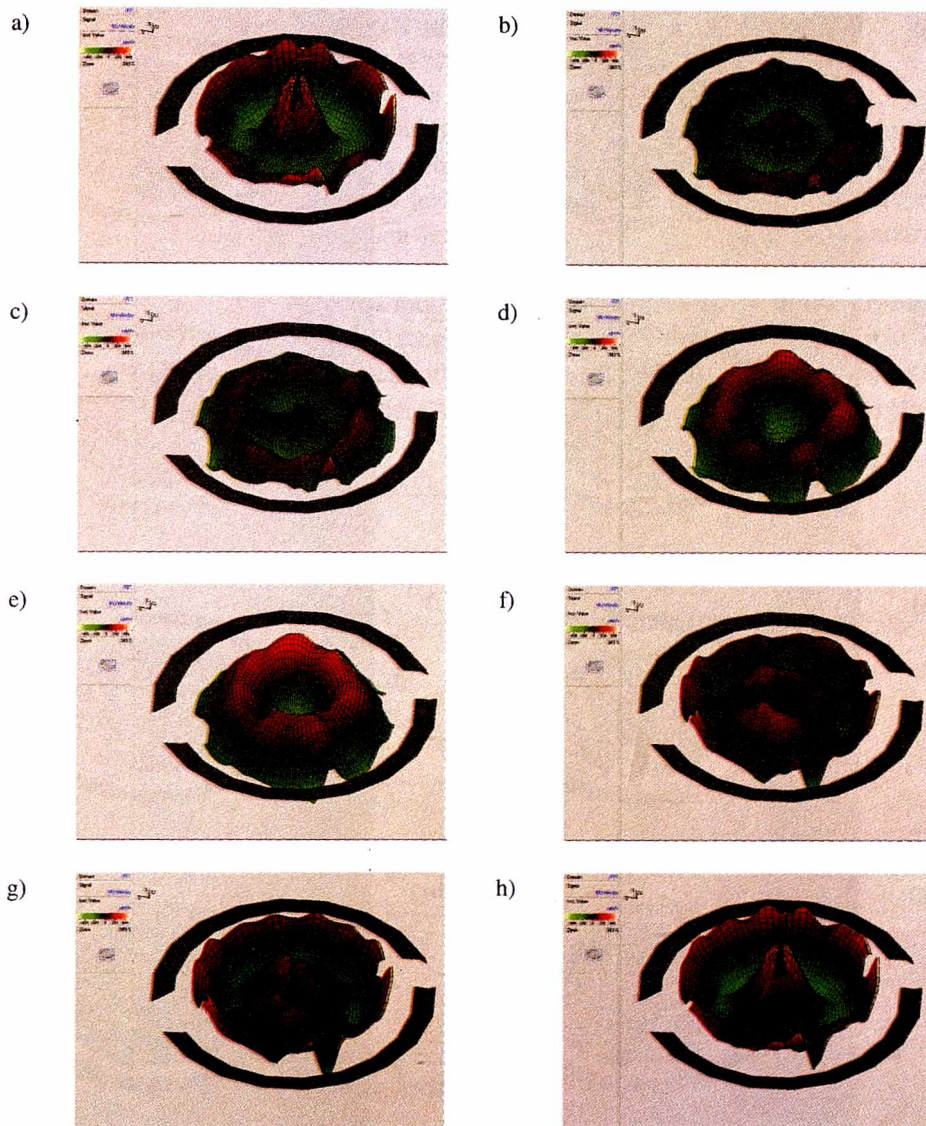


Rys. 5.1.16. Sposób drgań przetwornika o częstotliwości rezonansowej $f = 243$ kHz pracującego w powietrzu: a)–h) – kolejne fazy drgań powierzchni przetwornika
 Fig. 5.1.16. Vibration mode of transducer working in air at resonance frequency $f = 243$ kHz: a)–h) – subsequent phases of transducer surface vibration



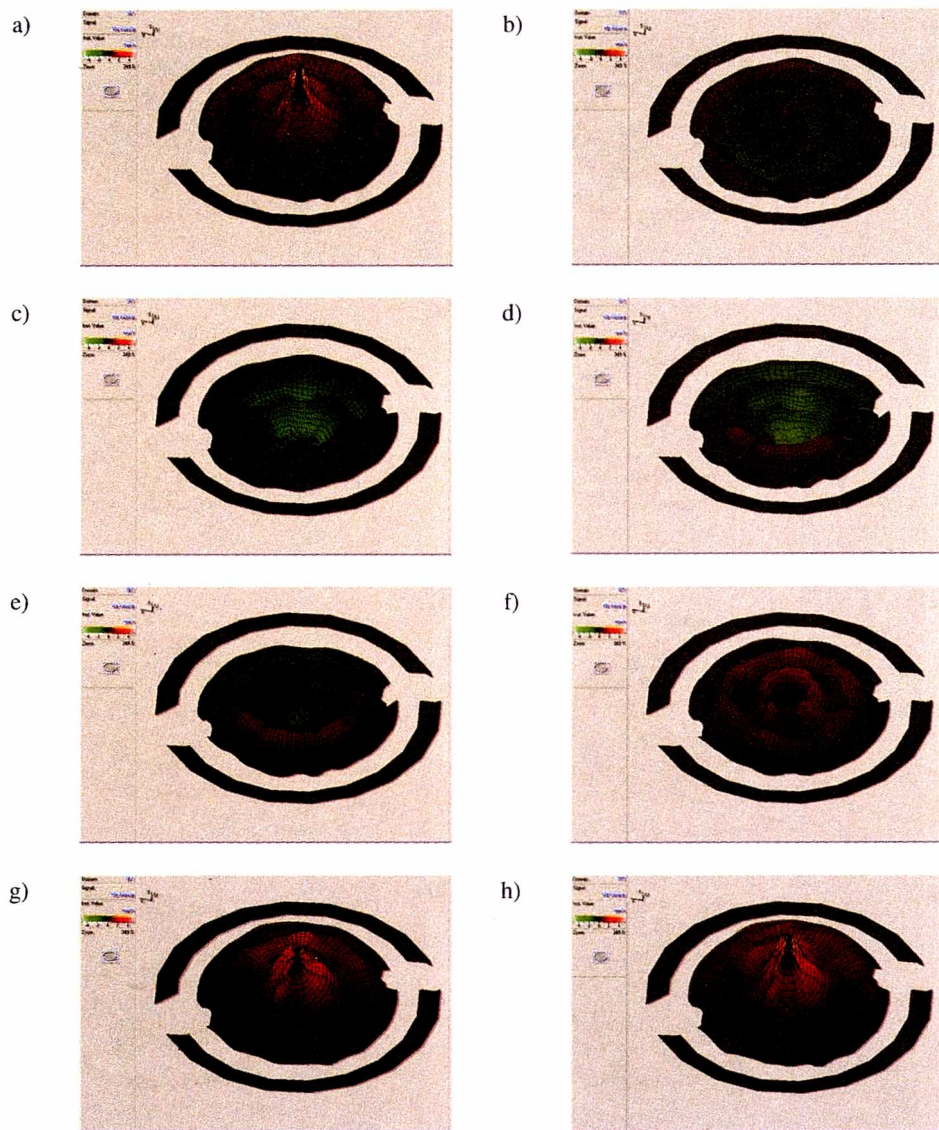
Rys. 5.1.17. Sposób drgań przetwornika o częstotliwości rezonansowej $f = 243$ kHz pracującego w powietrzu przy częstotliwości $f = 363$ kHz: a)–h) – kolejne fazy drgań powierzchni przetwornika

Fig. 5.1.17. Vibration mode of transducer of resonance frequency $f = 243$ kHz working in air at frequency $f = 363$ kHz: a)–h) – subsequent phases of transducer surface vibration



Rys. 5.1.18. Sposób drgań przetwornika o częstotliwości rezonansowej $f = 243$ kHz pracującego w powietrzu przy częstotliwości $f = 466$ kHz: a)–h) – kolejne fazy drgań powierzchni przetwornika

Fig. 5.1.18. Vibration mode of transducer of resonance frequency $f = 243$ kHz working in air at frequency $f = 466$ kHz: a)–h) – subsequent phases of transducer surface vibration

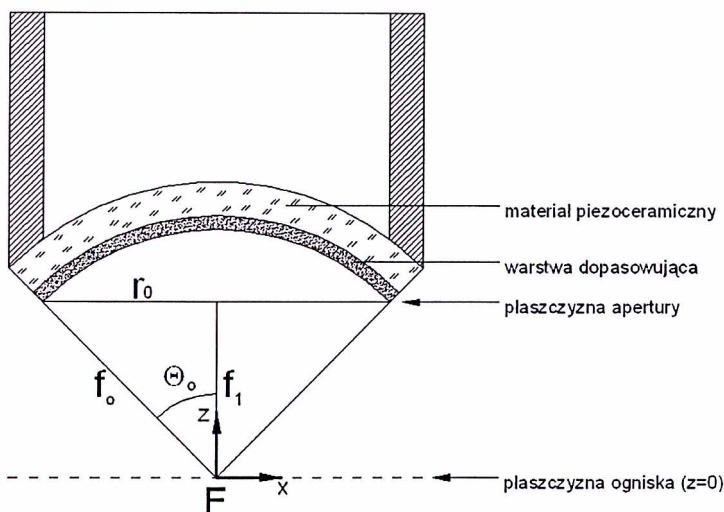


Rys. 5.1.19. Sposób drgań przetwornika o częstotliwości rezonansowej $f = 243$ kHz pracującego w powietrzu przy częstotliwości $f = 483$ kHz: a)–h) – kolejne fazy drgań powierzchni przetwornika

Fig. 5.1.19. Vibration mode of transducer of resonance frequency $f = 243$ kHz working in air at frequency $f = 363$ kHz: a)–h) – subsequent phases of transducer surface vibration

5.2. PRZETWORNIK ULTRADŹWIĘKOWY ZE SFERYCZNYM ELEMENTEM PIEZOELEKTRYCZNYM

W niektórych zastosowaniach ultradźwięków w ośrodku gazowym niezbędne jest wykonanie przetwornika z ogniskowaniem promieniowanej wiązki. Do budowy takiego przetwornika najczęściej używany jest element piezoelektryczny w kształcie cza-szy, której część wklęsła wyposażona jest w warstwę dopasowującą o parametrach obliczanych w taki sam sposób jak w przypadku elementu piezoelektrycznego płaskiego. Na rysunku 5.2.1 przedstawiono budowę wykonanego przez autora przetwor-nika z ogniskowaniem wiązki, pracującego przy częstotliwości 1,27 MHz, dzięki któ-remu powstał nowy rodzaj mikroskopu ultradźwiękowego (w którym stało się możli-we wyeliminowanie dotychczas stosowanej cieczy sprzęgającej między przetwor-nikiem a materiałem badanym).



Rys. 5.2.1. Przetwornik ultradźwiękowy z ogniskowaniem wiązki jako soczewka akustyczna

Fig. 5.2.1. Ultrasonic focusing transducer as acoustic lens

Ciśnienie akustyczne wytwarzane przez przetwornik sferyczny o średnicy $D = 2 r_0$ jest równoważne ciśnieniu wytwarzanemu przez falę kulistą padającą na płaszczyznę apertury o promieniu r_0 . Dla fali sinusoidalnie zmiennej rozkład pola akustycznego (zapisany we współrzędnych cylindrycznych) można przedstawić w postaci [5.38]:

$$\Phi(r) = P(r) \frac{e^{jk\sqrt{r^2 + f_1^2}}}{\sqrt{r^2 + f_1^2}}, \quad (5.2.1)$$

gdzie: $P(r)$ – funkcja źrenicy soczewki,

$$f_1 = f_o \cos \theta_o, \{ \text{lub } f_1 = (f_o^2 - r_0^2)^{1/2} \},$$

f_o – ogniskowa soczewki,

θ_o – kąt połówkowy określony przez aperturę soczewki w ognisku,

k – liczba falowa w ośrodku gazowym.

Dla soczewki idealnej (przy braku aberracji) funkcja źrenicy przyjmuje postać:

$$P(r) = \begin{cases} 1 & 0 < r < r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases} \quad (5.2.2)$$

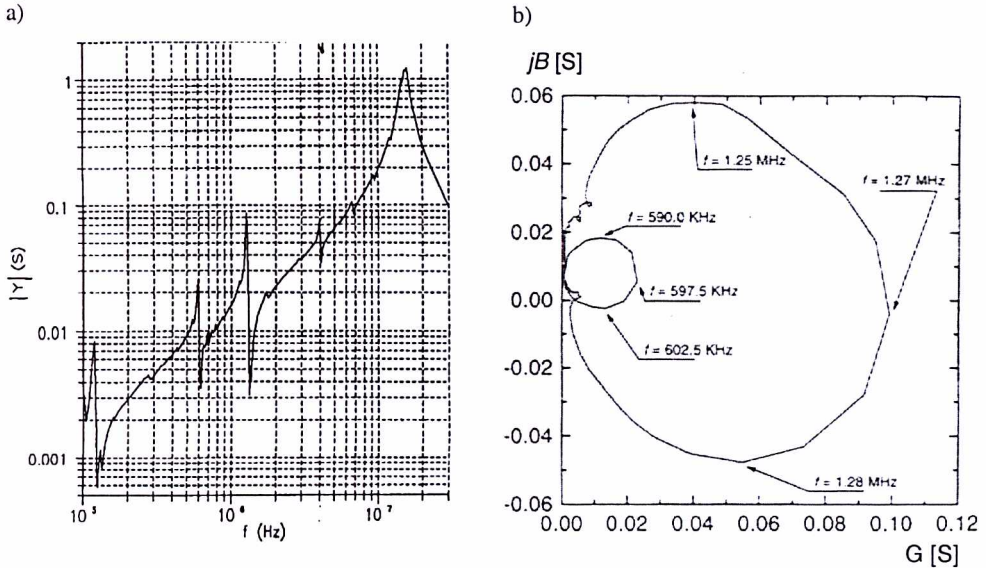
Napięcie na zaciskach przetwornika sferycznego otrzymane po odbiciu fali od obiektu znajdującego się w obszarze ogniska można obliczyć z zależności [5.38]:

$$V(z) = \frac{\int P^2(r/f_o) R(r/f_o) \frac{e^{-j2kz\sqrt{1-(r/f_o)^2}}}{\sqrt{1-(r/f_o)^2}} r dr}{\int P^2(r/f_o) \frac{r dr}{\sqrt{1-(r/f_o)^2}}}, \quad (5.2.3)$$

gdzie R jest współczynnikiem odbicia na granicy: ośrodek gazowy–reflektor.

Równanie (5.2.3) odnosi się do przypadku, gdy badany obiekt znajduje się w osi z – wtedy faza sygnału jest w każdym punkcie jednakowa; jeśli obiekt jest przesunięty względem osi z , to należy uwzględnić przesunięcie fazy sygnału odbitego poprzez wprowadzenie składowej k_z wektora falowego $\mathbf{k}$. Równanie 5.2.3 przedstawia tzw. krzywą $V(z)$, którą wyznacza się mierząc napięcie na zaciskach przetwornika przy zmianie odległości soczewki od obiektu odbijającego. Krzywa $V(z)$ może być wykorzystana do wyznaczania parametrów akustycznych obiektu odbijającego podczas jego badania w ośrodku gazowym w podobny sposób jak odbywa się to w przypadku badania z wykorzystaniem cieczy jako ośrodka sprzęgającego [5.35, 5.38].

Przedstawiony na rys. 5.2.1 przetwornik ultradźwiękowy do pracy w ośrodku gazowym ma kształt wycinka czaszy o promieniu krzywizny $R = 14$ mm i średnicy apertury $D = 18$ mm. Przetwornik wykonany jest z ceramiki piezoelektrycznej typu PZT o symbolu PXE – 4 firmy PHILIPS i ma jedną warstwę dopasowującą wykonaną z materiału kompozytowego ITAKOM o parametrach: gęstość $\rho = 530$ kg/m³, prędkość dźwięku $c = 1900$ m/s, impedancja akustyczna $Z = 0,9 \cdot 10^6$ kg/(m²·s) i grubość $d = 0,37$ mm [5.15, 5.16, 5.17, 5.23]. Na rysunku 5.2.2 przedstawiono charakterystyki admitancyjne tego przetwornika. Dobroć przetwornika wyznaczona z charakterystyki amplitudowo-fazowej admitancji, wynikająca ze stosunku częstotliwości rezonansowej do różnicy częstotliwości kwadrantowych, wynosi $Q = 42$.



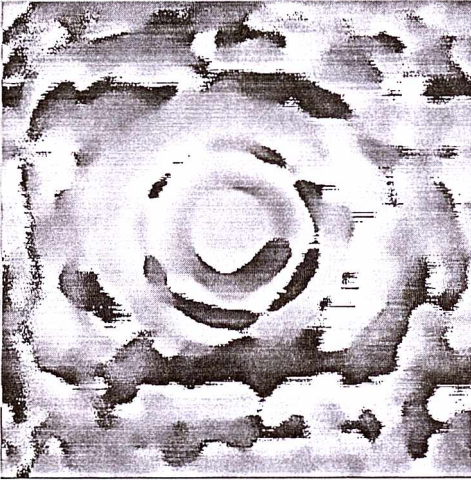
Rys. 5.2.2. Charakterystyka: a) modułu admitancji, b) amplitudowo-fazowa modułu admitancji przetwornika przedstawionego na rys. 5.2.1 [5.17, 5.23]

Fig. 5.2.2. Characteristics of: a) admittance modulus, b) amplitude-phase of admittance modulus of transducer presented in Fig. 5.2.1 [5.17, 5.23]

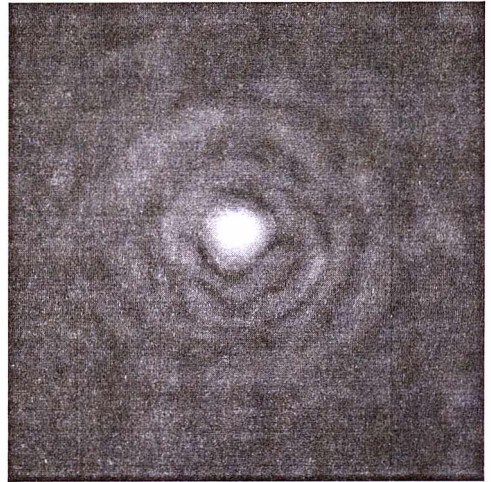
W przetwornikach piezoelektrycznych pracujących na częstotliwościach powyżej 1 MHz grubość materiału piezoceramicznego jest stosunkowo mała i nawet niewielkie naprężenia w ceramice mogą powodować deformacje o charakterze statycznym lub dynamicznym. Takie deformacje mogą powodować aberracje apertury fali i mają znaczący wpływ na rozkład pola akustycznego (np. dyfrakcję), zwłaszcza w przetwornikach zbudowanych w kształcie czaszy, w obszarze ogniska wiązki, podobnie jak w układach optycznych [5.4]. Jeśli przetwornik jest wyposażony w warstwę dopasowującą o niejednorodnej strukturze – problem ten staje się znacznie poważniejszy.

Z analizy pola akustycznego generowanego przez przetwornik ogniskujący wiązkę, opartej na symulacji numerycznej w obszarze pola bliskiego, przedstawionej w pracy [5.9], wynika ponadto, że na ciśnienie w obszarze ogniska ma również wpływ krawędź przetwornika. Pomiar rozkładu pola akustycznego generowanego przez taki przetwornik nie może być przeprowadzony w sposób klasyczny ze względu na brak mikrofonów pracujących w powietrzu przy tak wysokich częstotliwościach. Jednym z możliwych rozwiązań jest wykorzystanie do pomiarów drugiego przetwornika o podobnej konstrukcji. Stosując skanowanie dwuwymiarowe (2D) można dokonać pomiaru rozkładu pola, mierząc zarówno amplitudę, jak i fazę fali [5.24]. Wyniki takich pomiarów przedstawiono na rys. 5.2.3.

a)



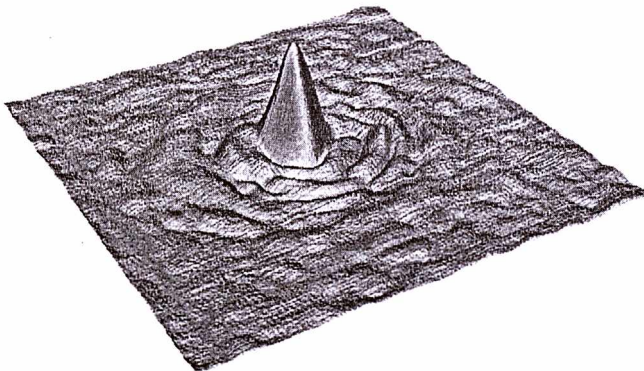
b)



Rys. 5.2.3. Rozkład pola akustycznego dla przetwornika ogniskującego wiązkę, zmierzony w obszarze ogniska dla: a) fazy, b) amplitudy fali [5.24]

Fig. 5.2.3. Sound field distribution measured in focal area of spherical transducer: a) phase, b) amplitude [5.24]

Na rysunku 5.2.4 przedstawiono w prezentacji pseudo 3D zmierzony rozkład amplitudy fali generowanej przez taki przetwornik. Można tu zaobserwować pewną niejednorodność pola w obszarze ogniska.



Rys. 5.2.4. Zmierzony rozkład amplitudy fali w obszarze ogniska w prezentacji pseudo 3D [5.24]

Fig. 5.2.4. Pseudo 3D presentation of amplitude distribution measured in focal area [5.24]

W celu wyjaśnienia przyczyn wystąpienia tej niejednorodności przeprowadzono symulację numeryczną promieniowania takiego przetwornika. Założono, że powierzchnia sferyczna jest źródłem promieniowania fali sinusoidalnej opisaną zależnością:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) e^{i\omega t}, \quad (5.2.4)$$

gdzie: $A(\mathbf{r})$ – rozkład amplitudy źródła zespolonego.

Rozkład ten można także przedstawić jako funkcję apertury we współrzędnych radialnych $A(\mathbf{r}, \theta)$, gdzie $\mathbf{r}$ przyjmuje wartość równą 1 na krawędzi przetwornika. Przybliżony rozkład pola w płaszczyźnie ogniska można przedstawić za pomocą całki dyfrakcyjnej:

$$A'(\mathbf{r}') \sim \int_s A(\mathbf{r}) \frac{e^{-ik|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} \cos(n, \mathbf{r}'-\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (5.2.5)$$

gdzie: $A'(\mathbf{r}')$ – rozkład amplitudy źródła zespolonego w płaszczyźnie ogniska,

$\mathbf{r}$ – wektor w płaszczyźnie apertury,

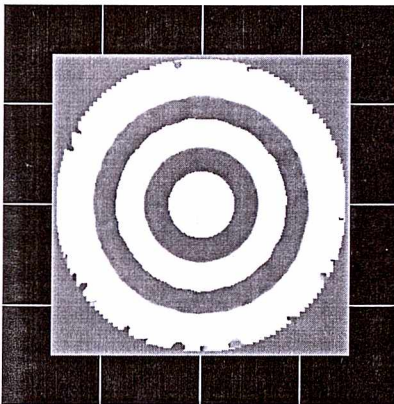
$\mathbf{r}'$ – wektor w płaszczyźnie ogniska.

Dla płaszczyzn leżących w pobliżu ogniska zależność ta daje wyniki zbliżone do przekształcenia Fouriera (przybliżenie pola dalekiego).

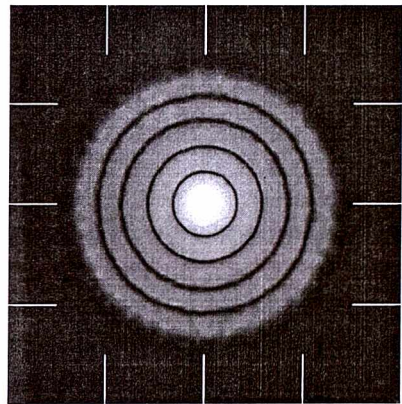
Dyfrakcja może być symulowana numerycznie jako superpozycja poszczególnych fal generowanych przez każdy punkt źródła, z uwzględnieniem promienia krzywizny przetwornika, jego średnicy, częstotliwości pobudzenia, długości fali i odległości propagacji. Do obliczeń rozkładu pola w płaszczyźnie ogniska zostały wykorzystane funkcje określające aberrację fali opisaną w płaszczyźnie źródła wielomianem Zernicke, apodyzacją i stochastyczną funkcją rozkładu fazy. Otrzymany rozkład pola jest zbliżony do rozkładu przedstawionego na rys. 5.2.3.

W celu sprawdzenia algorytmu obliczeń rozważono przypadek rozkładu pola bez aberracji; wynik obliczeń przedstawiono na rys. 5.2.5.

a)



b)



Rys. 5.2.5. Obliczony rozkład a) fazy i b) amplitudy w obszarze ogniska dla apertury źródła bez aberracji [5.24]

Fig. 5.2.5. Phase (a) and amplitude (b) distributions in focal area
for source aperture without aberration [5.24]

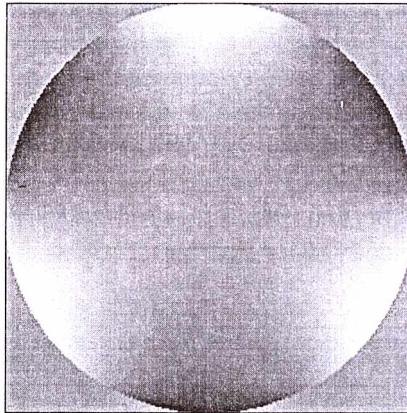
Obliczony rozkład amplitudy jest zbliżony do rozkładu znanego jako dysk Airy’ego. Średnica części centralnej tego rozkładu wynika z kryterium rozdzielczości Rayleigh’a:

$$\delta = \frac{1,22\lambda}{D} R = 0,235 \text{ mm.} \quad (5.2.6)$$

Zmierzona rozdzielczość jest zbliżona do tej wartości [5.25, 5.32, 5.33]. Pewna nieregularność rozkładu amplitudy i fazy występująca w części środkowej ma charakter symetrii trójosiowej; ten rodzaj symetrii można uzyskać modyfikując człon fazy w wielomianie Zernicke:

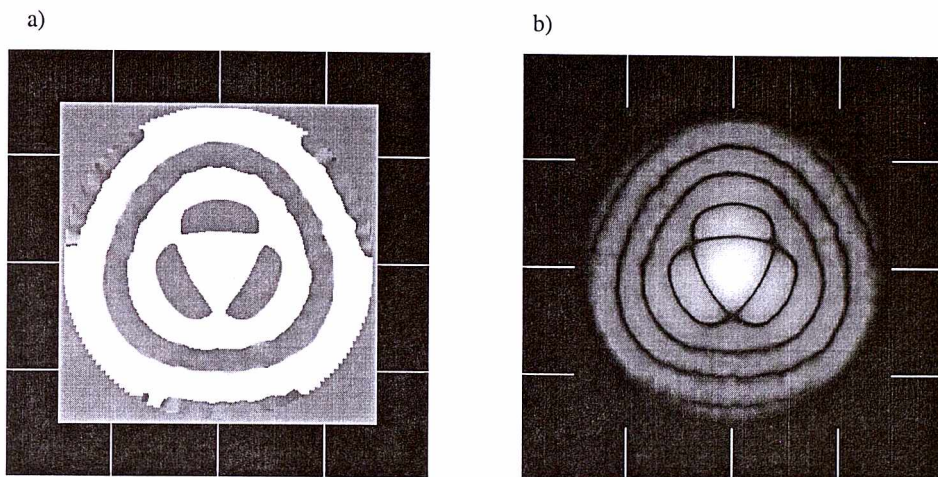
$$A(r, \theta) = e^{ir^3 \cos(3\theta)}. \quad (5.2.7)$$

Aberrację fali odpowiadającą takiej funkcji przedstawiono na rys. 5.2.6. Ten rodzaj aberracji fali jest związany z deformacją mechaniczną powierzchni drgającej przetwornika.



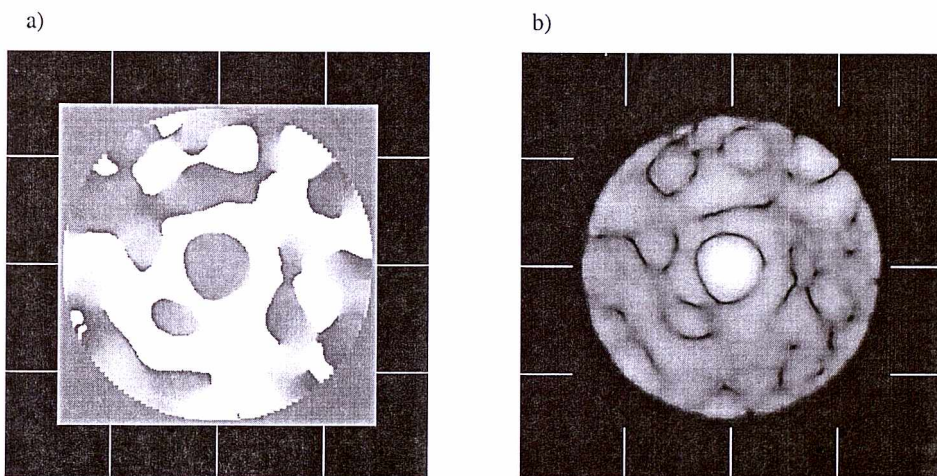
Rys. 5.2.6. Deformacja przetwornika sferycznego
związana z aberracją fali opisaną równaniem (5.2.7) [5.24]
Fig. 5.2.6. Wave aberration related to deformation of spherical
transducer described by formula (5.2.7) [5.24]

Na rysunkach 5.2.7–5.2.9 przedstawiono obliczone rozkłady pola w płaszczyźnie ogniska dla zwiększającego się stopnia złożoności funkcji apertury; wszystkie rozkłady są zbieżne z rozkładem przedstawionym na rys. 5.2.3.



Rys. 5.2.7. Rozkład a) fazy i b) amplitudy w płaszczyźnie ogniska dla funkcji apertury opisanej równaniem (5.2.7) [5.24]

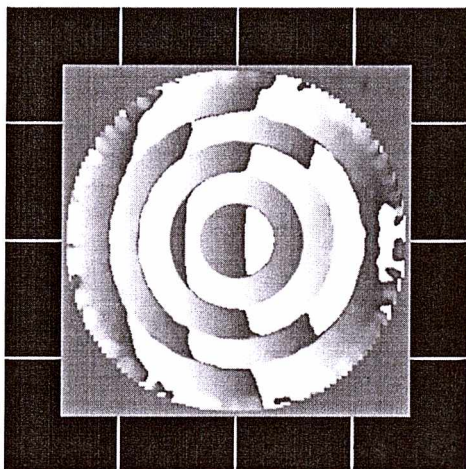
Fig. 5.2.7. Phase (a) and amplitude (b) distributions in focal plane for aperture function described by formula (5.2.7) [5.24]



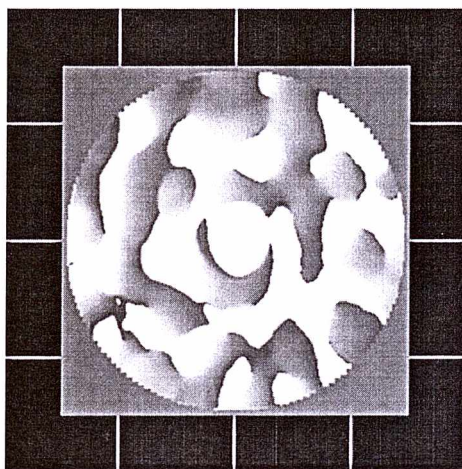
Rys. 5.2.8. Rozkłady: a) fazy, b) amplitudy w płaszczyźnie ogniska przy założeniu dodatkowej zmieniającej się w sposób stochastyczny fluktuacji fazy w aperturze soczewki [5.24]

Fig. 5.2.8. Phase (a) and amplitude (b) distributions in focal plane calculated based on assumption of additional random phase fluctuations in aperture [5.24]

a)



b)



Rys. 5.2.9. Rozkład fazy w płaszczyźnie ogniska spowodowany nachyleniem soczewki dla przypadku a) bez aberracji, b) z wszystkimi opisanymi rodzajami aberracji [5.24]

Fig. 5.2.9. Phase distribution in focal plane due to lens tilt in the case: without aberration (a), with all aberrations described (b) [5.24]

Otrzymane obrazy rozkładów są zbliżone do rozkładów przedstawionych na rys. 5.2.3. Deformacje opisane równaniem (5.2.7) mogą być „geometryczną” reakcją przetwornika na naprężenia radialne. Po znormalizowaniu współrzędnej radialnej r maksymalna aberracja fali na krawędzi przetwornika jest rzędu $1/6$ długości fali (tj. około 0,05 mm). Można zauważyć tu zgodność cech rozkładu pola wynikających z obliczeń teoretycznych z wynikami pomiaru (zwłaszcza w odniesieniu do części centralnej – por. np. rys. 5.2.3b i rys. 5.2.7b). W podobny sposób można analizować wpływ fluktuacji fazy; rozkłady fazy przedstawione na rys. 5.2.3a odpowiadają stochastycznym fluktuacjom fazy rzędu 0,4 radiana. Jedną z przyczyn powstawania takich zmian rozkładu może być zróżnicowana w sposób przypadkowy struktura zastosowanej warstwy dopasowującej, która jest zawsze w pewnym stopniu niejednorodna [5.21, 5.22]. Symulacja losowej zmiany fazy dała wynik przedstawiony na rys. 5.2.8. Jeszcze innym, dodatkowym powodem uzyskiwania nieregularnego rozkładu fazy może być nieznaczące odchylenie osi przetwornika od położenia pionowego; symulację wpływu takiego odchylenia na rozkład fazy dla soczewki bez aberracji i z uwzględnieniem aberracji przedstawiono na rys. 5.2.9. Porównanie zmierzonych rozkładów pola akustycznego z rozkładami otrzymanymi dla losowej zmiany fazy oraz z uwzględnieniem wpływu nachylenia soczewki na obraz rozkładu fazy wskazuje na zgodność cech tych rozkładów (por. rys. 5.2.3a, 5.2.8a i 5.2.9b).

Przedstawione wyżej obrazy amplitudy i fazy pola dyfrakcyjnego uzyskane dzięki analizie teoretycznej pozwalającej na przeprowadzenie różnego rodzaju symulacji oraz obrazy uzyskane podczas pomiarów dostarczają informacji na temat sposobu pracy przetwornika sferycznego. Otrzymanie takich obrazów było możliwe dzięki pobytowi studyjnemu autora w Physikalisches Institut, J.W. Goethe Universitaet we Frankfurcie nad Menem, gdzie dzięki opracowanemu przetwornikowi powstał nowy rodzaj mikroskopu ultradźwiękowego, w którym w miejsce dotychczas stosowanej cieczy sprzęgającej wykorzystuje się ośrodek gazowy [5.25, 5.32, 5.33]. (O jakości opracowanego przetwornika może świadczyć fakt, że według doniesień literaturowych w żadnym ośrodku nie uzyskano dotychczas lepszej rozdzielczości podczas prób wykorzystania powietrza jako ośrodka sprzęgającego). Bliższe dane dotyczące możliwości pomiarowych takiego mikroskopu zostały przedstawione w rozdziale 8.

6. PRZETWORNIKI ULTRADŹWIĘKOWE PRACUJĄCE W PAŚMIE POWYŻEJ 2 MHz

W paśmie częstotliwości powyżej 2 MHz propagacja fal ultradźwiękowych w powietrzu jest wykorzystywana bardzo rzadko, przede wszystkim ze względu na duże tłumienie, którego wartość szybko rośnie ze wzrostem częstotliwości (w warunkach normalnych ($p = 101,325$ kPa, $t = 20$ °C) dla $f = 2$ MHz współczynnik tłumienia wynosi ponad 600 dB/m, dla $f = 10$ MHz około 16000 dB/m [2.19], a dla $f = 20$ MHz osiąga wartość rzędu $75 \div 85$ dB/mm (!) [6.3]). Wytwarzanie fal ultradźwiękowych o odpowiednio dużym poziomie ciśnienia akustycznego w powietrzu w tym zakresie częstotliwości jest bardzo trudne. Istnieje tu stosunkowo niewiele rozwiązań przetworników ultradźwiękowych nadających się do zastosowań praktycznych. W większości są to przetworniki elektrostatyczne membranowe typu pojemnościowego, przetworniki na podłożu krzemowym z naparowaną cienką warstwą ZnO, przetworniki z folii polimerowych [6.2, 6.4, 6.5, 6.7, 6.8, 6.9, 6.15, 6.16, 6.17, 6.18], a także przetworniki, w których wykorzystuje się polimery organiczne [6.10] oraz najnowsze technologie wytwarzania polimerów lepkosprężystych [6.1]. Proces wytwarzania tego typu przetworników jest ściśle powiązany z najnowszymi osiągnięciami mikroelektroniki; opis takich przetworników można znaleźć w pracach [6.11–6.14]. Przetworniki pojemnościowe mogą pracować w paśmie do 20 MHz, natomiast przetworniki z folii polimerowych mogą wytwarzać i odbierać fale ultradźwiękowe w powietrzu o częstotliwościach do 200 MHz. Ze względu jednak na wspomniane wyżej wartości tłumienia, zastosowanie tak wysokich częstotliwości w praktyce jest bardzo trudne.

Do wytwarzania w powietrzu fal ultradźwiękowych o częstotliwościach powyżej 2 MHz można także wykorzystać przetworniki omówione w rozdziale 5, które mogą pracować przy częstotliwościach harmonicznym, jednak ze względu na małą skuteczność podczas takiej pracy, ich stosowanie jest ograniczone. Potencjalnym obszarem zastosowań przetworników pracujących przy częstotliwościach powyżej 2 MHz jest zaproponowany przez autora nowy rodzaj mikroskopii ultradźwiękowej; próby wykorzystania płaskich przetworników (z soczewką skupiającą) pracujących w powietrzu w modzie transmisyjnym przy częstotliwościach $f = 5$ MHz i $f = 11$ MHz w mikroskopie ultradźwiękowym przedstawiono w pracy [6.6]. Wyniki tych prac zostały przedstawione w rozdziale 8.

7. ŹRÓDŁA PARAMETRYCZNE W POWIETRZU

Parametryczne wytwarzanie fal akustycznych w powietrzu jest jednym z wielu przykładów możliwości wykorzystania zagadnień hydroakustycznych w aeroakustyce. Odkąd Westervelt [7.19] opisał anteny parametryczne, ich zastosowanie w hydroakustyce stało się przedmiotem licznych prac teoretycznych i eksperymentalnych (m.in. [7.1, 7.3, 7.7, 7.8, 7.11, 7.12, 7.13, 7.17]). Liczba udokumentowanych badań przeprowadzonych w powietrzu jest już znacznie mniejsza [7.2, 7.4, 7.5, 7.15, 7.18, 7.20]. Prowadzone były one od lat 70., jednak ilość eksperymentów zakończonych sukcesem jest bardzo mała. Obecnie zagadnienie źródeł parametrycznych pracujących w powietrzu zostało nieco zapomniane i ma opinię zjawiska trudnego do uzyskania, nie mającego praktycznego zastosowania, pomimo że ich odpowiedniki pracujące w wodzie stosowane są z powodzeniem w systemach hydroakustycznych (sonarach). Pojawienie się doniesień w Internecie [7.21–7.27] o pracującym źródle parametrycznym, wytwarzającym sygnał foniczny za pomocą przetworników ultradźwiękowych o jakości dorównującej głośnikom dynamicznym, spowodowało bliższe zainteresowanie się autora tym zagadnieniem. Wydaje się, że postęp, jaki dokonał się w konstrukcji przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w powietrzu rokuje nadzieję na szersze wykorzystanie źródeł parametrycznych w praktyce. Wskazują na to również wyniki doświadczeń uzyskane przez autora i prowadzonych pod jego kierunkiem badań takich źródeł [7.10, 7.16].

7.1. WPŁYW NIELINIOWYCH WŁASNOŚCI OŚRODKA NA ZMIANĘ KSZTAŁTU CZOŁA FALI [7.14, 7.17]

Parametryczne wytwarzanie fali akustycznej jest częścią obszernego zagadnienia dotyczącego akustyki nieliniowej, która zajmuje się opisem efektów nieliniowych związanych z rozchodzeniem się fal sprężystych o dużych amplitudach w ośrodkach rzeczywistych. Fale monochromatyczne wytwarzane przez źródła powierzchniowe ulegają zniekształceniu nieliniowemu, co wiąże się z powstawaniem fal o częstotliwościach różnych od częstotliwości fal promieniowanych, ale ściśle z nimi skorelowanymi. Efektem oddziaływania np. dwóch fal o różnych częstotliwościach rozchodzących się w tym samym obszarze jest powstawanie m.in. fal o częstotliwościach

równych sumie i różnicy częstotliwości fal promieniowanych oraz fal o częstotliwościach harmonicznym. Skuteczność przekazywania energii od fal promieniowanych przez przetwornik ultradźwiękowy do fal powstających w ośrodku zależy od nieliniowych własności ośrodka.

Cechą charakterystyczną powstawania nieliniowych efektów akustycznych jest powolne narastanie zniekształcenia fali. Kształt strumienia energii akustycznej zmienia się nie tylko w głównym kierunku jego rozchodzenia, ale również w kierunku poprzecznym do osi wiązki strumienia. Zmiany poprzeczne są na ogół większe niż wzdłużne. Stosując do opisu rozchodzenia się fali układ Lagrange'a związany z czołem fali oraz wprowadzając zmienne: $\tau = t - z/c_0$; $x_1 = \sqrt{\mu}x$; $y_1 = \sqrt{\mu}y$; $z_1 = \mu z$, gdzie z – kierunek rozchodzenia się fali, x, y – kierunki prostopadłe do osi wiązki, μ – parametr rzędu akustycznej liczby Macha, równanie opisujące zmiany ciśnienia w wiązce akustycznej uwzględniające wpływ własności nieliniowych i dyssypatywnych ośrodka oraz dyfrakcji akustycznej można przedstawić w postaci (za [7.14]):

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial p'}{\partial z_1} - \frac{B/A + 2}{2\rho_0 c_0^3} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} - \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \right] = \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y_1^2} \right), \quad (7.1.1)$$

gdzie: $p' = p - p_0$ – wartość chwilowa zmian ciśnienia w otoczeniu ciśnienia p_0 ,

$\rho' = \rho - \rho_0$ – wartość chwilowa zmian gęstości w otoczeniu gęstości ρ_0 ,

B/A – nieliniowy parametr ośrodka (A – adiabatyczny moduł sprężystości objętościowej, B – nieliniowy moduł sprężystości objętościowej),

b – współczynnik dyssypatywności ośrodka ($b = 4/3 \eta' + \eta''$, gdzie η' , η'' – odpowiednio: współczynniki lepkości ścinającej i objętościowej),

c_0 – prędkość dźwięku.

Równanie (7.1.1), znane jako równanie KZK (Chochłowa–Zabołockiej–Kuzniecowa, ang.: Khoklov–Zablotskaya–Kuznetsov), nie ma ścisłego rozwiązania, ale jego postać jest często wykorzystywana do poszukiwania rozwiązań numerycznych. Połączenie wpływu poszczególnych zjawisk na zmiany pola akustycznego z oddzielnymi członami równania pozwala na analizę nieliniowości, tłumienia i dyfrakcji rozchodzących się fal.

Westerwelt [7.19] opisując model źródła parametrycznego przyjął założenie, że fala o dużym natężeniu rozchodzi się w ośrodku nieliniowym jako fala płaska, która rozchodzi się w kierunku osi z , a więc $p' = p'(t - z/c_0)$. Korzystając z zależności obowiązujących dla fal płaskich otrzymuje się równanie:

$$4p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{b}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} 4p' = -\frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p'^2}{\partial t^2}, \quad (7.1.2)$$

gdzie: $\beta = B/2A + 1$ – współczynnik nieliniowości ośrodka,

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k, \quad i, j, k - \text{wektory jednostkowe wzdłuż osi } x, y, z,$$

$$\Delta = \nabla \nabla.$$

Przyjęcie założenia, że rozpatruje się jedynie przypadek fal płaskich jest równoznaczne z pominięciem prawej strony równania (7.1.1) określającej zmiany dyfrakcyjne w wiązce. Otrzymane w ten sposób równanie nosi nazwę równania Burgersa:

$$\frac{\partial p'}{\partial z_1} - \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} - \frac{B/A + 2}{2\rho_0 c_0^3} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} = 0. \quad (7.1.3)$$

Równanie to opisuje zmiany ciśnienia wzdłuż osi wiązki przy jednoczesnym uwzględnieniu parametrów ośrodka (własności nieliniowe, dyssypatywność). Pozwala to na analizę zjawisk nieliniowych zachodzących wzdłuż osi wiązki ultradźwiękowej. Nie występują tu żadne ograniczenia ze względu na lepkość ośrodka; można je analizować zarówno dla ośrodków o dużej lepkości (mała liczba Reynoldsa), gdzie dominować będą zjawiska dyssypatywne jak i dla ośrodków o małej lepkości (duża liczba Reynoldsa), gdzie dominować będą efekty nieliniowe.

Przebieg i dynamika zjawiska zniekształcenia fali zależy od nieliniowych i dyssypatywnych właściwości ośrodka oraz od takich parametrów pracy przetwornika nadawczego jak częstotliwość, prędkość drgań, pole powierzchni promieniującej. Na skutek zniekształcenia fali zmienia się jej widmo wraz z odległością. Oznacza to, że liczba i wielkość amplitud składowych harmonicznnych pozwalają określić nie tylko stopień zniekształcenia fali, ale także właściwości nieliniowe ośrodka [7.6, 7.14]. Wyższe harmoniczne powstają w obszarze bezpośrednio przylegającym do przetwornika, a ich amplitudy rosną w miarę zniekształcenia fali pierwotnej. Dynamika zjawiska zniekształcenia fal zależy od iloczynu współczynnika nieliniowości β i akustycznej liczby Reynoldsa, a także od parametrów pracy źródła, tj. prędkości v_0 i częstotliwości drgań ω . Zależność tę można przedstawić w postaci:

$$\beta Re = \left(\frac{B}{2A} + 1 \right) \frac{\rho_0 c_0 v_0}{b \omega}. \quad (7.1.4)$$

Dla ośrodka, dla którego liczba Reynoldsa $Re \ll 1$ występuje przewaga tłumienia, natomiast gdy $Re \gg 1$ – występuje przewaga efektów nieliniowych. Dla dużych liczb Reynoldsa w równaniu 7.1.3 można pominąć człon związany z pochłanianiem energii.

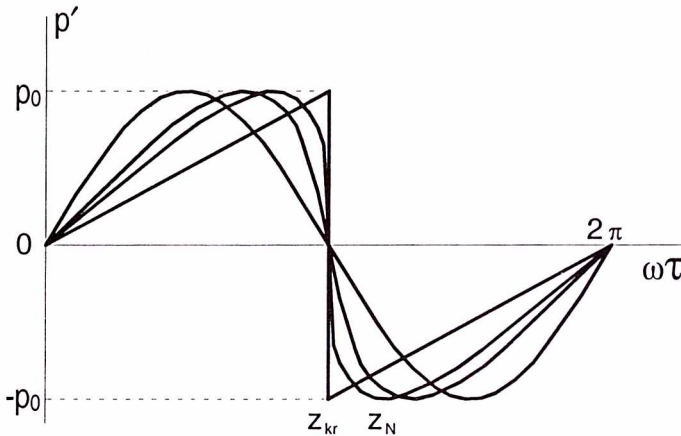
W procesie powstawania zniekształceń nieliniowych można wyróżnić trzy obszary:

- narastania zniekształcenia,
- ustalonego zniekształcenia,
- zaniku.

W obszarze narastania zniekształcenia rozwiązanie równania Burgersa ma postać:

$$p' = p_0 \sin \omega \left(\tau + \frac{(B/A + 2)p'z}{2\rho_0 c_0^3} \right) = p_0 \sin \omega \left(\tau + \frac{\beta p'z}{\rho_0 c_0^3} \right). \quad (7.1.5)$$

Z rozwiązania tego wynika, że punkty czoła fali poruszają się z różną prędkością fazową, w zależności od lokalnej wartości ciśnienia p' oraz od współczynnika nieliniowości ośrodka. Na rysunku 7.1 przedstawiono zmianę kształtu fali w obszarze narastania zniekształcenia [7.14].



Rys. 7.1.1. Zmiana kształtu fali w obszarze narastania zniekształcenia [7.14]

Fig. 7.1.1. Change of wave shape in area of growing distortion [7.14]

W miarę oddalania się od źródła fala stopniowo zmienia się w piłokształtą. W odległości z_N równej

$$z_N = \frac{\rho_0 c_0^3}{\omega \beta p_0} \quad (7.1.6)$$

następuje utrata ciągłości fali (rozwiązanie równania staje się niejednoznaczne). Utrata ciągłości występuje jednak tylko w przypadku rozpatrywania fali w ośrodku bezstratnym; w ośrodku rzeczywistym w wyniku tłumienia nieliniowego do utraty ciągłości zwykle nie dochodzi. W ośrodku rzeczywistym utrata ciągłości może wystąpić dla bardzo dużych liczb Reynoldsa, gdyż może wówczas powstać fala uderzeniowa. Fala ta jest jednak silnie tłumiona na skutek dodatkowego tłumienia nieliniowego. Przyczyną tłumienia nieliniowego są straty wynikające z przekazywania energii w ośrodku od fali pierwotnej do wtórnej. Współczynnik tłumienia nieliniowego

α_N zmienia się z odległością od nadajnika i największą wartość osiąga w punkcie maksymalnego zniekształcenia fali:

$$(\alpha_N)_{\max} = \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)_{\max} - 1 = 0,1\beta^2 Re^2. \quad (7.1.7)$$

W miarę wzrostu odległości, stopień zniekształcenia zwiększa się aż do odległości krytycznej, w której powstaje fala piłokształtna. Odległość krytyczna związana jest z czasem, jaki jest potrzebny, aby punkt czoła fali o fazie odpowiadającej największemu zagęszczeniu miał taką samą współrzędną jak punkt o fazie odpowiadającej najmniejszemu zagęszczeniu:

$$z_{kr} = c_0 t_{kr} = \frac{\lambda c_0}{4\beta v_0}. \quad (7.1.8)$$

Dla $z > z_{kr}$ występuje obszar ustalonego kształtu fali. Fala zachowuje swój kształt, lecz ze względu na tłumienie nieliniowe jej amplituda maleje doprowadzając do stopniowego zanikania zniekształcenia. Gdy wartość lokalnej liczby Reynoldsa zbliża się do jedności, natężenia oddziaływań nieliniowych zmniejszają się do takiego stopnia, że znaczącą rolę zaczyna odgrywać tłumienie absorpcyjne. Oba rodzaje tłumienia powodują zmniejszenie amplitudy do takiej wartości, że do jej opisu można stosować równania jak dla fali o nieskończenie małej amplitudzie, a kształt fali przechodzi znów w postać sinusoidalną.

7.2. PARAMETRYCZNE WYTWARZANIE FALI AKUSTYCZNEJ W POWIETRZU

Właściwości nieliniowe środowiska mają nie tylko wpływ na zniekształcenia pojedynczej fali. W przypadku oddziaływania na siebie na przykład dwóch fal o dużych natężeniach i o różnych częstotliwościach ω_1 i ω_2 powstają nowe, dodatkowe fale będące skutkiem nieliniowego oddziaływania poszczególnych fal. Fale te są nazywane falami parametrycznymi i charakteryzują się tym, że ich częstotliwości są równe sumie $\omega_1 + \omega_2 = \omega_+$ i różnicy $\omega_1 - \omega_2 = \omega_-$ częstotliwości fal pierwotnych [7.2, 7.4].

W przypadku kilku źródeł fal umieszczonych w pewnej odległości od siebie można zaobserwować kilka mechanizmów wytwarzania fal parametrycznych. Jednym z nich jest zjawisko związane z nieliniowym oddziaływaniem fal, promieniowanych w nierównoległych, przecinających się w pewnym punkcie przestrzeni kierunkach. Innym mechanizmem związanym z nieliniowym oddziaływaniem fal są opóźnienia fazowe i czasowe wprowadzane przez różnice odległości między źródłami a punktem obserwacji. Mechanizm ten ma jednak znaczenie tylko w przypadku, gdy źródła

umieszczone są w dużej odległości od siebie oraz gdy punkt pomiarowy znajduje się w pewnej odległości od obu źródeł [7.11].

Nieliniowe równanie fali (7.1.2) dla przypadku propagacji fali płaskiej w izentropowym ośrodku gazowym ma postać [7.18]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2}. \quad (7.2.1)$$

Dla dwóch źródeł fal sinusoidalnych promieniujących fale w tym samych kierunkach, ciśnienie wypadkowe opisuje zależność:

$$p = p_{01} \sin \omega_1 t + p_{02} \sin \omega_2 t, \quad (7.2.2)$$

gdzie p_{01} i p_{02} oznaczają amplitudy ciśnienia fal pierwotnych.

Dla dwóch fal sinusoidalnych promieniowanych w kierunkach przecinających się pod kątem θ (rys. 7.2.1) rozwiązanie liniowe równania (7.2.1) ma postać [7.11]:

$$p = p_{01} \sin(\omega_1 t - k_1 x) + p_{02} \sin[\omega_2 t - (k_2 x \cos \theta + k_2 y \sin \theta)], \quad (7.2.3)$$

gdzie: $k_1 = \omega_1 / c_0$,

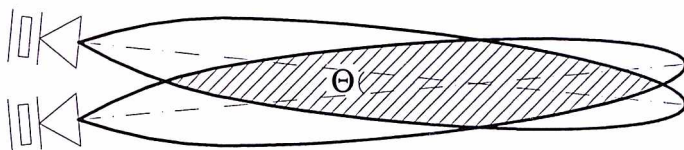
$k_2 = \omega_2 / c_0$.

Oddziaływanie na siebie dwóch fal o częstotliwościach ω_1 i ω_2 na skutek zjawisk nieliniowych występujących w ośrodku powoduje powstanie źródła parametrycznego generującego falę o częstotliwości sumy $\omega_1 + \omega_2 = \omega_+$ i falę o częstotliwości różnicy $\omega_1 - \omega_2 = \omega_-$. Rozwiązanie równania (7.2.1) można przedstawić jako:

$$p = p_p + p_{\pm} = p_p + j \frac{\omega_{\pm}^2 \beta p_1 p_2 S_0 e^{-\alpha_{\pm} r}}{8\pi \rho_0 c_0^4 [k_{\pm} \sin^2(\theta/2) - j\alpha_{\pm}/2]} \frac{e^{j(\omega_{\pm} t - k_{\pm} r)}}{r}, \quad (7.2.4)$$

gdzie: p_p jest ciśnieniem fal pierwotnych, a $p_{\pm}$ jest ciśnieniem generowanych fal wtórnych o częstotliwościach $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$ i $\omega_- = \omega_1 - \omega_2$, $k_{\pm} = \omega_{\pm} / c_0$, S_0 – pole przekroju wiązki, r – odległość od źródła, $\alpha_{\pm}$ – współczynnik tłumienia dla fal o częstotliwości $\omega_{\pm}$. (Szczegółową analizę teoretyczną dotyczącą zagadnień związanych z rozwiązaniami równań opisujących źródła parametryczne w powietrzu można znaleźć m.in. w pracach [7.2, 7.5, 7.18, 7.20]).

W praktyce, zarówno w hydroakustyce jak i aeroakustyce, wykorzystuje się jedynie przypadek, w którym występują fale różnicy częstotliwości ω_- . Na rysunku 7.2.1 przedstawiono model przetwornika parametrycznego jako obszar środowiska, w którym zachodzi zjawisko nieliniowego oddziaływania fal pierwotnych. Aby znaleźć wyrażenie określające rozkład pola tej fali przyjmuje się założenie, że przetwornik promieniuje dwie fale pierwotne o nieznacznie różniących się częstotliwościach.



Rys. 7.2.1. Źródło parametryczne powstałe przy promieniowaniu nierównoległym dwóch oddzielnych źródeł

Fig. 7.2.1. Parametric array obtained as result of noncollinear radiation of two separated sources

Korzystając z zależności przedstawionych w pracy [7.9] można wyznaczyć rozkład pola dla typowych przetworników fal pierwotnych oraz wzory na charakterystyki kierunkowości dla przetworników o różnym rozkładzie ciśnienia na powierzchni. Dla najczęściej spotykanego przypadku, gdy rozkład ciśnienia na powierzchni przetwornika o promieniu a ma kształt krzywej Gaussa, charakterystykę kierunkowości można obliczyć z zależności [7.9]:

$$K(\Theta) = \exp \left[- \left(\frac{ka}{2} \sin \Theta \right)^2 \right] \frac{1}{\sqrt{1 + (kl)^2 \sin^4(\Theta/2)}}, \quad (7.2.5)$$

gdzie $k = \omega / c_0$.

Jak już wspomniano wyżej, istnieje wiele czynników mających wpływ na przebieg zjawisk nieliniowych. Obok współczynnika nieliniowości należy tu wymienić parametry ośrodka takie jak gęstość, prędkość fali o nieskończenie małej amplitudzie, współczynnik dyssypatywności oraz współczynnik tłumienia (niektóre z tych parametrów zostały omówione w rozdziale 2). W przypadku źródeł parametrycznych istotną rolę odgrywa współczynnik dyssypatywności, który jest ściśle związany z tłumieniem. W zakresie zagadnień liniowych na wartość współczynnika tłumienia składają się głównie straty energii fali wynikające z lepkości i przewodnictwa cieplnego. Ważną przyczyną strat, zwłaszcza w przypadku wysokich częstotliwości, jest zamiana energii ruchu postępowego molekuł na ruch drgający atomów w molekułach (absorpcja molekularna). Ponieważ wartość współczynnika tłumienia w cieczach i gazach jest proporcjonalna do kwadratu częstotliwości ($\alpha = \alpha' f^2$), często podaje się w tabelach wartość całkowitego współczynnika tłumienia jako $\alpha' = \alpha / f^2$. Należy jednak pamiętać, że wyniki pomiarów tłumienia tylko dla nielicznych przypadków cieczy i gazów są zgodne z wynikami obliczeń z zależności teoretycznych. Pomiarów dają wyniki na ogół większe nawet o kilka rzędów (tłumienie obliczone na gruncie teorii klasycznej jest bliskie wartości zmierzonej dla gazów jednoatomowych). Porównując przedstawione w tabeli 7.2.1 wartości współczynnika tłumienia dla wody i powietrza widzimy, że tłumienie w powietrzu jest o ponad 4 rzędy wielkości większe.

Tab. 7.2.1. Współczynniki tłumienia dla wody i powietrza

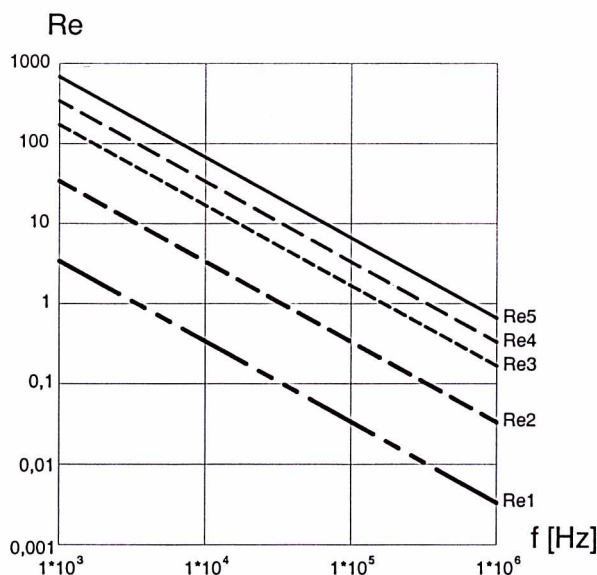
Tab. 7.2.1. Attenuation coefficient for water and air

Ośrodek	α' teoretyczne	α' zmierzone
Powietrze	$1,18 \cdot 10^{-11} [\text{s}^2/\text{m}]$	$1,4 - 1,7 \cdot 10^{-11} [\text{s}^2/\text{m}]$
Woda	$8,50 \cdot 10^{-15} [\text{s}^2/\text{m}]$	$25 \cdot 10^{-15} [\text{s}^2/\text{m}]$

W literaturze można stosunkowo łatwo znaleźć wartość współczynnika nielinowości różnych ośrodków, trudniej jednak znaleźć dane dotyczące wartości współczynnika dyssypatywności. Wyznaczając współczynnik dyssypatywności dla wody z zależności podanej w objaśnieniu wzoru (7.1.1) otrzymujemy dla wody: $b = 0,004 [\text{s} \cdot \text{kg}/\text{m}^3]$, dla powietrza $b = 0,002 [\text{s} \cdot \text{kg}/\text{m}^3]$. Z zależność przedstawiającej związek między współczynnikiem dyssypatywności i tłumieniem absorpcyjnym fali akustycznej postaci:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c_0^3} b \quad (7.2.6)$$

oraz z relacji $\alpha' = \alpha/f^2$ wynika, że współczynnik dyssypatywności wynosi dla wody: $b = 0,003 [\text{s} \cdot \text{kg}/\text{m}^3]$, dla powietrza: $b = 0,00005 [\text{s} \cdot \text{kg}/\text{m}^3]$.



Rys. 7.2.2. Zależność akustycznej liczby Reynoldsa od częstotliwości dla powietrza, dla różnych wartości ciśnień: $Re1 = 1 \text{ Pa}$, $Re2 = 10 \text{ Pa}$, $Re3 = 50 \text{ Pa}$, $Re4 = 100 \text{ Pa}$, $Re5 = 200 \text{ Pa}$ [7.16]

Fig. 7.2.2. Acoustic Reynold's number versus frequency for air at different pressure values:

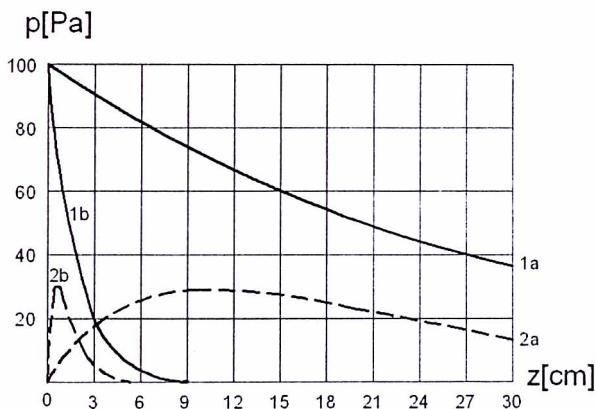
$Re1 = 1 \text{ Pa}$, $Re2 = 10 \text{ Pa}$, $Re3 = 50 \text{ Pa}$, $Re4 = 100 \text{ Pa}$, $Re5 = 200 \text{ Pa}$ [7.16]

Przebieg zniekształcenia nieliniowego fali podczas rozchodzenia się w ośrodku zależy od wartości liczby Reynoldsa danej zależnością:

$$Re = \frac{\rho c v}{b \omega}. \quad (7.2.7)$$

Korzystając z zależności wiążących ciśnienie akustyczne i natężenie z akustyczną liczbą Reynoldsa można wyliczyć graniczne wartości ciśnienia i natężenia akustycznego potrzebne do zaobserwowania zjawisk nieliniowych w powietrzu; wartości te zależą silnie od częstotliwości. Na rysunku 7.2.2 przedstawiono zależność akustycznej liczby Reynoldsa od częstotliwości dla powietrza.

Dla częstotliwości ultradźwiękowych, akustyczna liczba Reynoldsa w powietrzu przyjmuje wartości poniżej 10. Oznacza to, że fala akustyczna o wysokim poziomie ciśnienia akustycznego będzie ulegała małym zniekształceniom. Na przykład dla częstotliwości $f = 40$ kHz wymagany poziom ciśnienia akustycznego potrzebny do zaobserwowania zjawisk nieliniowych wynosi 116 dB, natomiast dla 160 kHz jest to już 129 dB. Dla małych wartości liczby Reynoldsa charakterystyczne są powolne zmiany kształtu fali związane z wytwarzaniem małej liczby harmonicznych. Przykładowy przebieg zmian amplitudy pierwszej i drugiej harmonicznej dla dwóch fal o częstotliwościach $f = 40$ kHz i $f = 160$ kHz przedstawiono na rys. 7.2.3.

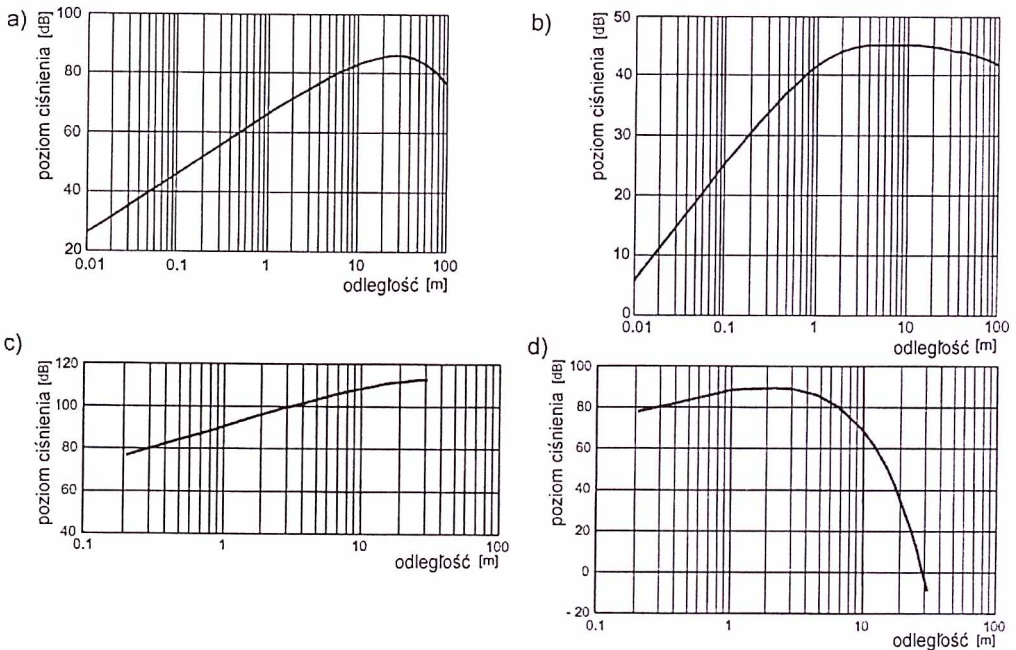


Rys. 7.2.3. Zmiany amplitudy pierwszej i drugiej harmonicznej ciśnienia akustycznego w funkcji odległości od źródła dla powietrza: 1a – pierwsza i 2a – druga harmoniczna dla $f = 40$ kHz, 1b – pierwsza i 2b – druga harmoniczna dla $f = 160$ kHz [7.16]

Fig. 7.2.3. Changes of amplitude of the 1st and 2nd harmonics of acoustic pressure versus the distance from source for air: 1a – the 1st and 2a – 2nd harmonics for $f = 40$ kHz, 1b – the 1st and 2b – the 2nd harmonics for $f = 160$ kHz [7.16]

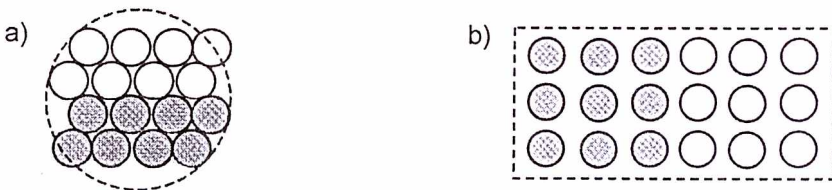
Korzystając z równań Westervelta i Burgersa można wyznaczyć poziomy ciśnienia fal parametrycznych. Na rysunku 7.2.4 przedstawiono poziomy fal różnicy częstotli-

wości otrzymane z obliczeń dla współczynnika dyssypatywności $b = 0,00005$ dla częstotliwości $f = 40$ kHz i $f = 39$ kHz oraz dla $f = 160$ kHz i $f = 159$ kHz.



Rys. 7.2.4. Poziom ciśnienia dla fal różnicy częstotliwości obliczony wg: a) równania Burgersa dla $f = 40$ kHz i $f = 39$ kHz, b) równania Burgersa dla $f = 160$ kHz i $f = 159$ kHz, c) równania Westervelta dla $f = 40$ kHz i $f = 39$ kHz, d) równania Westervelta dla $f = 160$ kHz i $f = 159$ kHz

Fig. 7.2.4. Pressure level for waves of frequency difference calculated according to: a) Burgers equation for $f = 40$ kHz and $f = 39$ kHz, b) Burgers equation for $f = 160$ kHz and $f = 159$ kHz, c) Westervelt equation for $f = 40$ kHz and $f = 39$ kHz, d) Westervelt equation for $f = 160$ kHz and $f = 159$ kHz



Rys. 7.2.5. Sposób rozmieszczenia dwóch grup przetworników w matrycy:

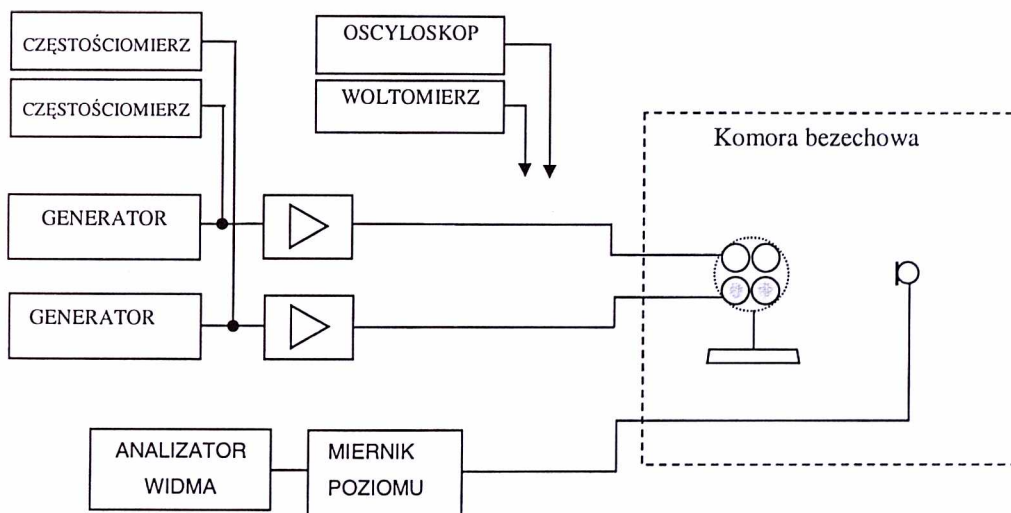
a) przetworniki pracujące w paśmie $f = 40$ kHz, b) przetworniki pracujące w paśmie $f = 160$ kHz

Fig. 7.2.5. Arrangement of two groups of transducers in matrix:

a) transducers working in band $f = 40$ kHz, b) transducers working in band $f = 160$ kHz

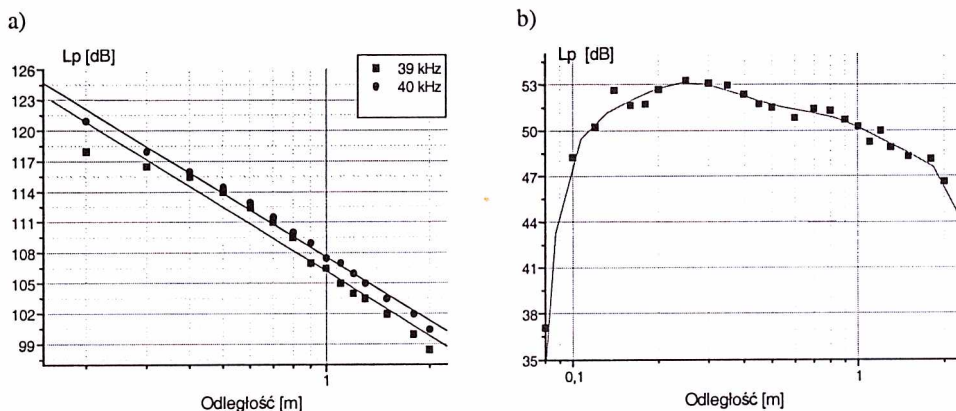
Przetworniki ultradźwiękowe do wytwarzania fali akustycznej w powietrzu powinny zapewniać odpowiednio wysoki poziom ciśnienia akustycznego podczas pracy falą ciągłą. Aby osiągnąć ten cel, niezbędne jest połączenie kilkunastu lub kilkudziesięciu odpowiednio wyselekcjonowanych przetworników o jednakowych (lub zbliżonych) parametrach. Na rysunku 7.2.5 przedstawiono sposób rozmieszczenia przetworników pracujących w paśmie częstotliwości $f = 40$ kHz i $f = 160$ kHz w macierzy dwóch grup przetworników wykorzystywanych podczas badań.

Pomiary miały na celu zbadanie w jakim stopniu teoretyczne przewidywania dotyczące zjawiska parametrycznego wytwarzania fali akustycznej sprawdzają się w praktyce. Badania przeprowadzono w komorze bezchowej, w układzie pomiarowym przedstawionym na rys. 7.2.6.



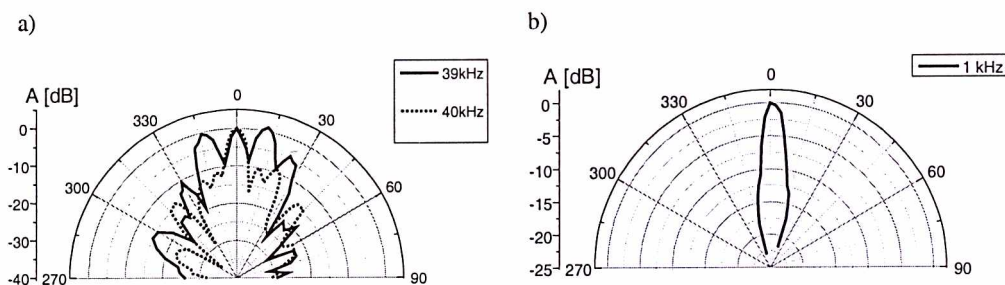
Rys. 7.2.6. Układ pomiarowy do badania źródeł parametrycznych
Fig. 7.2.6. Measurement set-up for examination of parametric sources

W komorze bezchowej umieszczono jedynie przetworniki ultradźwiękowe oraz mikrofon – pozostałe urządzenia znajdowały się poza komorą. Przetworniki zamontowano na stoliku obrotowym. Wytworzone sygnały fali różnicy częstotliwości odbierane były za pomocą mikrofonu pojemnościowego firmy RFT. Do badania widma sygnałów używano analizatora widma firmy STANFORD RESEARCH SYSTEM SR 760 FFT. Na rysunku 7.2.7a przedstawiono otrzymane zależności poziomu ciśnienia akustycznego fal pierwotnych o częstotliwościach $f = 40$ kHz i $f = 39$ kHz, a na rys. 7.2.7b zależność fali różnicy częstotliwości w funkcji odległości od źródła. Na rysunku 7.2.8 przedstawiono charakterystyki kierunkowości fal pierwotnych dla przetworników pracujących przy częstotliwościach $f = 40$ kHz i $f = 39$ kHz oraz charakterystykę kierunkowości źródła parametrycznego.



Rys. 7.2.7. Zmierzony poziom ciśnienia akustycznego: a) fal pierwotnych o częstotliwościach $f = 40$ kHz i $f = 39$ kHz w funkcji odległości od źródła, b) fali różnicy częstotliwości w funkcji odległości od źródła

Fig. 7.2.7. Acoustic pressure level measured in: a) primary waves at $f = 40$ kHz and $f = 39$ kHz in function of their distance from source, b) wave of different frequency in function of their distance from source



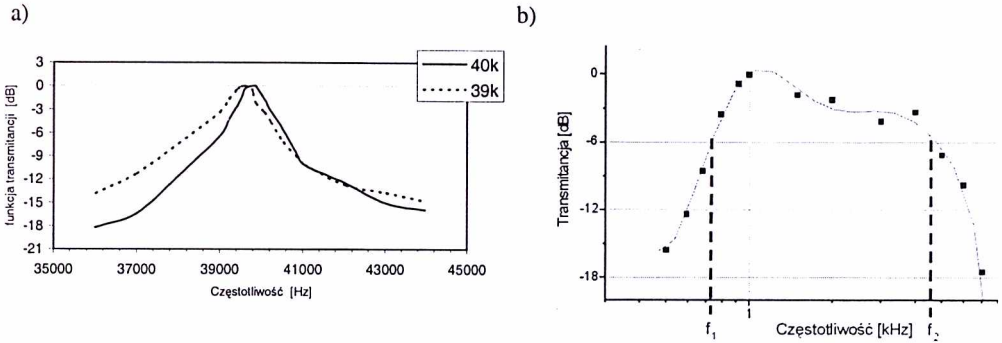
Rys. 7.2.8. Charakterystyki kierunkowości: a) źródeł fal pierwotnych, b) źródła parametrycznego

Fig. 7.2.8. Directional characteristics of: a) sources of primary waves, b) parametric source

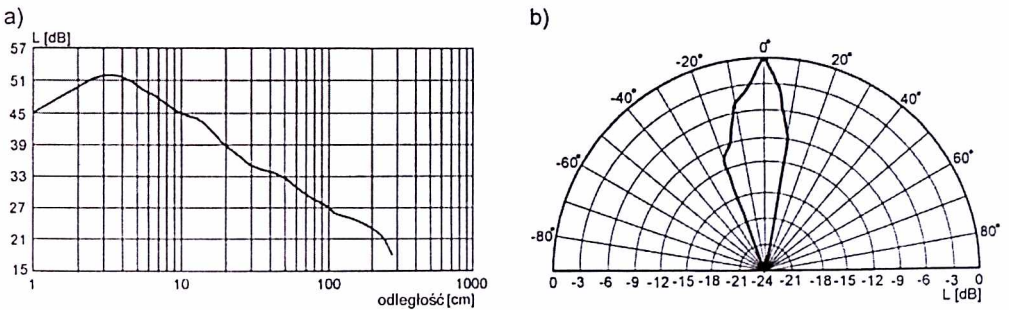
Dla każdego źródła istotnym parametrem jest charakterystyka częstotliwościowa. Z zasady działania źródeł parametrycznych wynika, że ich charakterystyka częstotliwościowa jest bezpośrednio zależna od charakterystyki źródeł pierwotnych. Na rysunku 7.2.9 przedstawiono charakterystyki częstotliwościowe matrycy przetworników wytwarzające fale pierwotne oraz charakterystykę częstotliwościową źródła parametrycznego.

Szerokość pasma (definiowana jako 3-decybelowy spadek średniego poziomu ciśnienia akustycznego) zamyka się w granicach od 750 Hz do 4750 Hz. Jak widać, nawet przy stosunkowo niskich częstotliwościach fal pierwotnych udaje się uzyskać szerokość pasma wystarczającego na przykład do transmisji mowy. Zastosowany sposób oddziaływania nieliniowego dwóch fal ultradźwiękowych do wyznaczania charakterystyki

częstotliwościowej fali różnicowej jest pomiarowo bardzo wygodny, jednak nie może on być wykorzystany do uzyskania transmisji sygnału szerokopasmowego na przykład w głośniku parametrycznym. W głośniku takim stosuje się modulację AM wiązki ultradźwiękowej, co powoduje powstanie składowej nośnej i dwóch wstęg bocznych. Wstęgi te oddziałując ze składową nośną dają sygnał o widmie leżącym w zakresie m.cz., ale oddziałując ze sobą powodują powstanie zniekształceń nieliniowych, co stanowi pewną trudność przy konstrukcji głośników parametrycznych.



Rys. 7.2.9. Charakterystyki częstotliwościowe: a) źródeł fal pierwotnych, b) źródła parametrycznego
Fig. 7.2.9. Frequency characteristics of: a) sources of primary waves, b) parametric source



Rys. 7.2.10. Zmierzone charakterystyki źródła parametrycznego uzyskane podczas pracy przetworników wytwarzających fale pierwotne o częstotliwościach $f = 160$ kHz i $f = 159$ kHz: a) poziom ciśnienia akustycznego w funkcji odległości od źródła, b) charakterystyka kierunkowości

Fig. 7.2.10. Characteristics of parametric source measured during the work of transducers producing primary waves of frequency $f = 160$ kHz and $f = 159$ kHz: a) acoustic pressure level depending on the distance from source, b) directional characteristic

Drugą grupą przetworników zastosowanych do badań stanowiły przetworniki przeznaczone do pracy w powietrzu, pracujące przy częstotliwościach $f = 160$ kHz i $f = 159$ kHz (umieszczone w matrycy w sposób pokazany na rys. 7.2.5). Na rysunku 7.2.10 przedstawiono zmierzony poziom ciśnienia fali parametrycznej w funkcji odle-

głośności od źródła pierwotnego oraz charakterystykę kierunkowości źródła parametrycznego, a na rys. 7.2.11 charakterystykę częstotliwościową takiego źródła, którą uzyskano przy stałej częstotliwości fali pierwotnej $f = 159$ kHz i przestrajaniu drugiej składowej. Szerokość pasma przy spadku poziomu ciśnienia akustycznego o 3 dB zawarta jest w granicach częstotliwości od 2 kHz do 9 kHz.

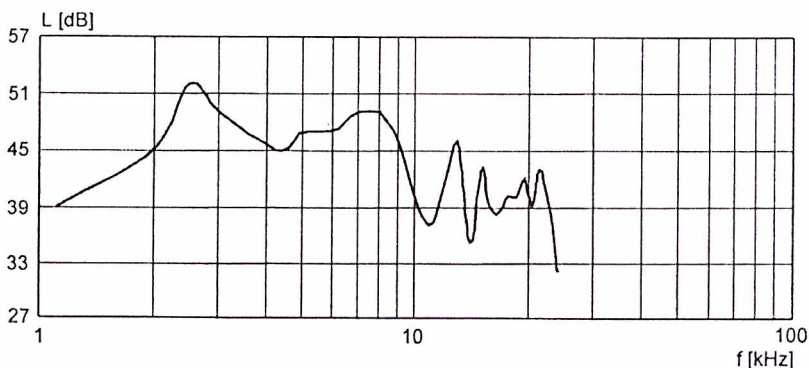


Fig. 7.2.11. Charakterystyka częstotliwościowa źródła parametrycznego dla częstotliwości fal pierwotnych $f = 160$ kHz i $f = 159$ kHz

Fig. 7.2.11. Frequency characteristic of parametric source for primary waves of frequency $f = 160$ kHz and $f = 159$ kHz

Wyniki eksperymentów potwierdzają możliwość parametrycznego wytwarzania fali akustycznej w powietrzu. Otrzymane charakterystyki kierunkowości nie mają listków bocznych, co stanowi jedną z głównych zalet tego typu źródeł. Podstawową wadą tych źródeł jest ograniczona możliwość wytwarzania poziomów ciśnień akustycznych umożliwiających ich szersze praktyczne zastosowanie. Uzyskanie poziomu ciśnienia w granicach 70 dB wydaje się jednak możliwe przy dalszym postępie w konstrukcji przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w powietrzu.

8. PRZYKŁADY ZASTOSOWAŃ PRZETWORNIKÓW ULTRADŹWIEKOWYCH DO PRACY W OŚRODKACH GAZOWYCH OPRACOWANYCH W PRACOWNI TECHNIKI ULTRADŹWIEKOWEJ ITA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

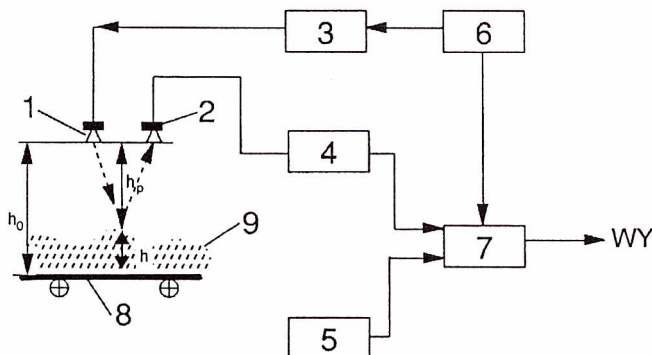
Przedstawione w niniejszej pracy rozwiązania przetworników ultradźwiękowych opracowanych na przestrzeni kilkunastu lat w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej znalazły praktyczne zastosowania w wielu obszarach nauki i techniki. Jest rzeczą oczywistą, że w niektórych z tych zastosowań mogłyby dziś zostać użyte inne rodzaje przetworników, co jednak wymagałoby sprawdzenia ich skuteczności i niezawodności działania w bardzo trudnych często warunkach przemysłowych. Wychodząc z założenia, że sprawdzone rozwiązania „bronią się same” autor postanowił przedstawić kilka przykładów zastosowań przetworników z każdego omawianego zakresu częstotliwości pracy, niezależnie od czasu ich opracowania i wdrożenia. Warto również zaznaczyć, że niektóre z tych zastosowań są wciąż aktualne, a niektóre rozwiązania mogą znaleźć szersze zastosowanie w przyszłości. Opracowane przetworniki wykorzystywane są w kraju i za granicą w zastosowaniach biernych (głównie w technice pomiarowej), jednak niektóre z nich mogą być również wykorzystane do zastosowań czynnych (np. koagulacja cząstek różnego rodzaju pyłów – także radioaktywnych, koagulacja aerozoli, ograniczenie powstawania piany podczas napełniania pojemników z cieczami pianiącymi, oczyszczanie powierzchni, transport lewitacyjny) – takie zastosowania spotyka się i nadal rozwija w krajach wysoko uprzemysłowionych.

8.1. POMIAR WYSOKOŚCI UROBKU NA PRZENOŚNIKACH TAŚMOWYCH

Jednym z pierwszych miejsc, gdzie zastosowano opracowany przetwornik do pracy w powietrzu przedstawiony w rozdziale 4.1 była kopalnia odkrywkowa węgla brunatnego w zagłębiu konińskim. Automatyzacja procesu wydobywania węgla wymaga pomiaru wysokości urobku na przenośnikach taśmowych w sposób ciągły, aby moż-

liwe było sterowanie pracą koparek w celu regulacji ich wydajności oraz zapobieganiu awarii wynikających z przeciążenia przenośników. Przedstawiony na rysunku 8.1.1 przetwornik piezomagnetyczny stanowił zasadniczy element urządzenia do pomiaru wydajności koparki węglowej [8.25, 8.46, 8.87].

Na rysunku 8.1.1 przedstawiono schemat blokowy urządzenia pomiarowego.



Rys. 8.1.1. Schemat blokowy urządzenia do pomiaru wysokości urobku na przenośniku taśmowym:
1 – przetwornik nadawczy, 2 – przetwornik odbiorczy, 3 – nadajnik, 4 – układ kształtowania impulsów,
5 – czujnik prędkości przesuwu taśmy, 6 – układ synchronizacji, 7 – układ przetwarzania,
8 – przenośnik taśmowy, 9 – węgiel brunatny

Fig. 8.1.1. Block diagram of ultrasonic device for measurement of belt conveyors volumetric performance: 1 – sending transducer, 2 – receiving transducer, 3 – transmitter, 4 – pulse former, 5 – belt conveyor velocity sensor, 6 – synchronizing system, 7 – data processing system, 8 – belt conveyor, 9 – brown coal

Przetworniki nadawczy i odbiorczy są umieszczone nad przenośnikiem taśmowym na stałej wysokości h_0 . Przetwornik nadawczy wytwarza krótkotrwałe impulsy ultradźwiękowe, które po odbiciu od warstwy urobku na taśmie przenośnika zostają odebrane przez przetwornik odbiorczy i zamienione na impulsy elektryczne. W układzie kształtowania impulsów są one wzmacniane i formowane na kształt prostokątny, a następnie razem z impulsami synchronizującymi zostają doprowadzone do układu przetwarzania, gdzie następuje zamiana przesunięcia czasowego między impulsami odpowiadającymi pustej i wypełnionej taśmie na prąd stały o natężeniu proporcjonalnym do wysokości urobku h (wysokość h_p odpowiadająca stanowi obecności urobku na taśmie jest określana za pomocą układu pomiaru różnicy czasów przebiegu impulsów dla taśmy pustej i wypełnionej). Prąd wyjściowy $I(h)$ jest doprowadzony do układu całkującego, znajdującego się poza omawianym urządzeniem, gdzie zrealizowany jest pomiar wydajności objętościowej na podstawie znajomości prędkości ruchu taśmy przenośnika i przy założeniu, że mierzona wysokość h jest proporcjonalna do przekroju poprzecznego strugi urobku na taśmie.

Przetwornik odbiorczy różni się od nadawczego jedynie liczbą zwoi, która została dobrana do impedancji wejściowej przedwzmacniacza. Przetworniki nadawczy i od-

biorczy umieszczone są w obudowie z tubą paraboliczną, która zapewnia odpowiednią kierunkowość promieniowania. Warunki przekazywania sygnału od przetwornika nadawczego do odbiorczego można wyznaczyć na podstawie zależności określających pole dźwiękowe źródeł kierunkowych. Dla miernika wydajności przenośników taśmowych odpowiednia zależność ma postać [8.25]:

$$P_E = \frac{2\pi r^2 U_s^2 k_s^2}{Z_p S_o^2 \gamma \eta \Omega} e^{2\alpha r}, \quad (8.1.1)$$

gdzie:

- P_E – moc elektryczna zasilająca przetwornik nadawczy,
- r – droga impulsu ultradźwiękowego w powietrzu,
- U_s – napięcie szumów na przetworniku odbiorczym,
- Z_p – impedancja akustyczna powietrza,
- S_o – skuteczność napięciowa przetwornika odbiorczego,
- k_s – współczynnik określający stosunek napięcia użytecznego do napięcia szumów,
- γ – amplitudowy współczynnik odbicia między powietrzem i urobkiem,
- η – sprawność przetwornika nadawczego,
- Ω – współczynnik kierunkowości nadajnika,
- α – współczynnik tłumienia ultradźwięków w powietrzu.

W trudnych, rzeczywistych warunkach pracy urządzenia niektóre składowe równania (8.1.1) wykazują znaczne zmiany, przy czym wpływ poszczególnych parametrów na warunki propagacji sygnałów ultradźwiękowych jest różny. Na przykład wpływ zmian temperatury lub wilgotności powietrza na wartość współczynnika tłumienia jest pomijalnie mały, dzięki stosunkowo krótkiej drodze przebiegu impulsu. Największe znaczenie ma współczynnik odbicia impulsu, którego wartość ulega znacznym zmianom wynikającym z rozproszenia sygnału na bryłach urobku o różnych rozmiarach. W celu zapewnienia stałego poziomu ciśnienia akustycznego generowanego przez przetwornik nadawczy korzystne jest stosowanie układów automatycznego dostrajania generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika [8.6].

Inne źródła błędów pomiaru oraz źródła zakłóceń w pracy urządzenia oraz sposoby eliminacji wpływu struktury urobku na wskazania miernika można znaleźć w pracach [8.25, 8.91].

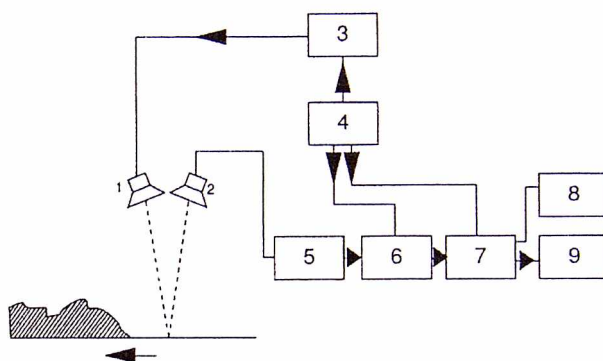
Parametry urządzenia:

- częstotliwość robocza przetworników: $f = 30$ kHz,
- częstotliwość powtarzania impulsów: $f_p = 25$ Hz,
- ciśnienie w odległości 1m od przetwornika: $p = 34,5$ N/m²,
- czas trwania impulsu nadawczego: $t = 0,2$ ms,
- czas trwania impulsu odbiorczego: $t = 0,5$ ms,
- pasmo przenoszenia układu odbiorczego: $\Delta f = 4$ kHz,

- napięcie szumów na przetworniku odbiorczym: $U_s = 0,1 \text{ mV}$,
- moc elektryczna zasilająca przetwornik nadawczy: $P_E = 1 \text{ W}$,
- skuteczność napięciowa przetwornika odbiorczego $S = 5 \text{ mV/Pa}$,
- wysokość zamocowania przetworników nad taśmą: $h_0 = 1 \text{ m}$,
- maksymalna wysokość pomiaru: $h_{\max} = 0,4 \text{ m}$,
- niepewność pomiaru wysokości urobku: $u(h) = 3 \text{ mm}$.

8.2. POMIAR NIECIĄGŁOŚCI STRUGI NA PRZENOŚNIKACH TAŚMOWYCH

Przedstawiony w rozdziale 4.1 przetwornik piezomagnetyczny znalazł również praktyczne zastosowanie w ultradźwiękowym bezkontaktowym pomiarze nieciągłości strugi na przenośniku taśmowym [8.2, 8.3]. Sygnalizatory nieciągłości strugi stanowią ważny element w systemie kontroli dostarczania w sposób ciągły materiału; problem ten występuje np. w elektrowniach wykorzystujących jako paliwo węgiel brunatny. Brak ciągłości w dostawie węgla do młynów (i dalej do pieców, w których paliwo spełnia dodatkową rolę czynnika chłodzącego) jest bezpośrednią przyczyną częstych awarii i przynosi użytkownikowi poważne straty. W Pracowni Techniki Ultradźwiękowej ITA Politechniki Wrocławskiej opracowano bezkontaktową ultradźwiękową metodę sygnalizacji nieciągłości strugi materiału na przenośniku taśmowym, a urządzenie wykorzystujące tę metodę zostało zastosowane w Zespole Elektrowni Pątnów–Adamów–Konin [8.4].



Rys. 8.2.1. Schemat blokowy ultradźwiękowego sygnalizatora nieciągłości strugi na przenośniku taśmowym: 1 – przetwornik nadawczy, 2 – przetwornik odbiorczy, 3 – układ nadajnika, 4 – układ sterujący, 5 – wzmacniacz selektywny, 6 – przetwornik analogowo-cyfrowy, 7 – układ logiczny, 8 – układ sygnalizacji krótkich nieciągłości, 9 – układ sygnalizacji długich nieciągłości [8.2]

Fig. 8.2.1. Block diagram of ultrasonic device signalling coal stream discontinuity on belt conveyors: 1 – sending transducer, 2 – receiving transducer, 3 – transmitter system, 4 – control system, 5 – selective amplifier, 6 – analog-to-digital converter, 7 – logic system, 8 – system signalling short discontinuity, 9 – system signalling long discontinuity [8.2]

Na rysunku 8.2.1 przedstawiono schemat blokowy omawianego urządzenia.

W metodzie sygnalizacji nieciągłości strugi materiału na przenośniku taśmowym wykorzystuje się transmisję sygnałów ultradźwiękowych w powietrzu. Realizacja metody może przebiegać dwoma sposobami:

- a) przez pomiar czasu przejścia impulsu ultradźwiękowego między przetwornikami a taśmą z przenoszonym materiałem,
- b) przez pomiar amplitudy impulsu ultradźwiękowego odbitego od taśmy z przenoszonym materiałem.

Metoda pomiaru według punktu a) polega na uruchomieniu sygnalizacji nieciągłości w chwili, gdy czas przejścia impulsu osiągnie określoną wartość odpowiadającą podwójnej odległości między przetwornikami a pustą taśmą. Istotną wadą tej metody jest zależność wyniku pomiaru od prędkości propagacji sygnału ultradźwiękowego w powietrzu. Przy dużych zmianach wilgotności i temperatury otoczenia, a jednocześnie przy cienkiej warstwie przenoszonego materiału różnica czasu przejścia impulsu ultradźwiękowego między przetwornikami a taśmą, wynikająca ze zmiany prędkości dźwięku, jest tego samego rzędu, co różnica czasu przejścia tego impulsu przy pustej i w niewielkim stopniu wypełnionej taśmie. Możliwa jest wprowadzić kompensację zmian prędkości dźwięku, jednak odpowiednie układy kompensacyjne są złożone i niewątpliwie pogarszałyby niezawodność pracy miernika.

Pomiar według punktu b) polega na wykorzystaniu różnicy współczynników odbicia fali ultradźwiękowej na powierzchniach granicznych: powietrze – pusta taśma i powietrze – materiał na taśmie. Sygnał ultradźwiękowy odbity od pustej taśmy ma amplitudę od kilka do kilkadziesiąt razy większą niż sygnał odbity w podobnych warunkach na przykład od zmielonego węgla brunatnego. Amplitudowy współczynnik odbicia impulsu ultradźwiękowego γ uwzględnia rozproszenie impulsów padających na materiał o strukturze porowatej, niejednorodnej oraz nieregularnej powierzchni zmieniającej się w czasie. Zależy on w pewnym stopniu od częstotliwości sygnału ultradźwiękowego oraz od współczynnika kierunkowości źródła [8.90]. Nieistotna jest tu oczywiście znajomość wartości bezwzględnej współczynników γ_{pt} i γ_{pm} , a jedynie ich stosunku (gdzie γ_{pt} – amplitudowy współczynnik odbicia na granicy powietrze – taśma, γ_{pm} – amplitudowy współczynnik odbicia na granicy powietrze – materiał). Dla węgla brunatnego $\gamma_w = \gamma_{pm} / \gamma_{pt}$ mieści się w zakresie $0,1 \div 0,2$ w zależności od ziarnistości i konfiguracji na taśmie. Ten fakt umożliwia dobranie takiego progu zadziałania układu odbiorczego, aby zanik ciągłości strugi na taśmie był sygnalizowany nawet przy dużych stosunkowo zmianach warunków pracy urządzenia. Zaburzenia w pracy miernika mogą być spowodowane występowaniem impulsów zakłócających. Można jednak wykluczyć zakłócenia pochodzące z obcych źródeł akustycznych i elektrycznych, jeśli zastosuje się częstotliwość przetworników ultradźwiękowych rzędu kilkudziesięciu kHz.

Wyjątkowy rodzaj zakłóceń, który należy rozważyć, stanowi impuls ultradźwiękowy odebrany w szczególnie sprzyjających warunkach odbicia od dużej i płaskiej

powierzchni bryły materiału znajdującej się na taśmie. Taki impuls mógłby spowodować jednorazowe i krótkotrwałe zadziałanie układu sygnalizacji. Prawdopodobieństwo wystąpienia takich zakłóceń jest niewielkie; można jednak zabezpieczyć się przed nimi stosując układy zliczania impulsów. W tym przypadku dopiero kilka impulsów odebranych kolejno w określonym czasie powoduje wyzwolenie sygnału zaniku ciągłości strugi.

Zasada działania urządzenia sygnalizatora zrealizowanego według schematu blokowego przedstawionego na rys. 8.2.1 jest następująca. Układ sterujący przekształca sinusoidalne napięcie o częstotliwości sieci na krótkie impulsy prostokątne o okresie powtarzania 20 ms, 40 ms lub 80 ms (stosownie do wybranego zakresu sygnalizacji). Impulsy te wyzwalają nadajnik tyrystorowy obciążony ultradźwiękowym przetwornikiem piezomagnetycznym (przetwornik nadawczy). Jednocześnie impulsy te, odwrócone w fazie, zostają podane na wejście strobujące komparatora (przetwornika analogowo-cyfrowego), zabezpieczając go przed ewentualnymi zakłóceniami elektrycznymi. Przetwornik nadawczy wytwarza krótkotrwałe impulsy ultradźwiękowe o częstotliwości 40 kHz i czasie trwania ok. 0,3 ms. Impulsy te, po odbiciu od taśmy, zostają odebrane przez przetwornik odbiorczy i zamienione na drgania elektryczne. Drgania elektryczne z przetwornika odbiorczego zostają wzmocnione we wzmacniaczu selektywnym i podane na wejście przetwornika analogowo-cyfrowego. Rolę tego przetwornika spełnia komparator pracujący w układzie dyskryminatora okienkowego.

Odbierany z wyjścia komparatora sygnał cyfrowy zostaje podany na układ logiczny, który jednocześnie odbiera impulsy z układu sterującego (układ koincydencji). Po zliczeniu na przykład 10 kolejnych impulsów przychodzących z przetwornika odbiorczego, zadziała układ sygnalizacji krótkich nieciągłości; jest to podstawowy rodzaj sygnalizacji. Układ sygnalizacji nieciągłości długich stanowi rozszerzenie podstawowego zakresu sygnalizacji (dokładny opis działania układu elektronicznego sygnalizatora można znaleźć w pracy [8.2]).

Parametry urządzenia:

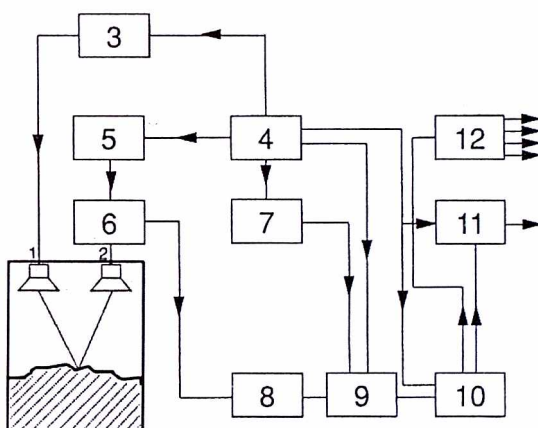
- częstotliwość robocza przetworników: $f = 40 \text{ kHz}$,
- częstotliwość powtarzania impulsów: $f_p = 50 \text{ Hz}, 25 \text{ Hz}, 12,5 \text{ Hz}$,
- czas trwania impulsu nadawczego: $t = 0,3 \text{ ms}$,
- zakresy sygnalizacji nieciągłości: 1 m, 5 m, 10 m.

8.3. POMIAR POZIOMU WYPEŁNIENIA ZBIORNIKÓW

Ultradźwiękowe metody pomiaru poziomu wypełnienia zbiorników są niezwykle atrakcyjne, zwłaszcza w niektórych zastosowaniach przemysłowych. Wynika to przede wszystkim z tego, że pomiar taki może odbywać się bez kontaktu głowicy ultradźwiękowej z materiałem wypełniającym zbiornik. Jeśli materiałem tym jest ciecz lub ciekły metal, to pomiar jest możliwy zarówno od strony cieczy, jak i od strony

powietrza [8.24, 8.70, 8.81]. Dla pozostałych materiałów praktycznie użyteczny jest jedynie pomiar od strony powietrza. Poniżej przedstawiono przykład rozwiązania urządzenia realizującego pomiar poziomu materiałów sypkich.

W procesie wytwarzania energii elektrycznej niezbędna jest automatyczna kontrola stanu wypełnienia zbiorników, w których magazynowany jest węgiel przeznaczony do ciągłego dostarczania do młynów, a następnie do palników w kotłach energetycznych. Ze względu na wysoki stopień zapylenia oraz wysoki poziom zakłóceń, pomiar wypełnienia zbiorników zawierających materiały sypkie wymaga zastosowania przetworników generujących impulsy ultradźwiękowe o dużym natężeniu i wąskiej charakterystyce kierunkowości. W opracowanym w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej urządzeniu do pomiaru poziomu węgla brunatnego w bunkrach węglowych w Elektrowni Pątnów zastosowano przetwornik ultradźwiękowy z płytą prostokątną drgającą w modzie pasemkowym, przedstawiony w rozdz. 4.5. Przetwornik ten, dzięki swojej budowie, jest odporny na zakłócenia akustyczne i pozwala na uzyskiwanie wąskiej charakterystyki kierunkowości oraz odpowiedniego poziomu ciśnienia akustycznego.



Rys. 8.3.1. Schemat blokowy urządzenia do sygnalizacji poziomu wypełnienia bunkra węglowego:

1 – przetwornik nadawczy, 2 – przetwornik odbiorczy, 3 – układ nadawczy, 4 – układ sterujący, 5 – układ bramkujący, 6 – przedwzmacniacz selektywny, 7 – układ sterujący progiem komparatora, 8 – wzmacniacz selektywny, 9 – komparator, 10 – układ kształtowania impulsów,

11 – układ sygnalizacji braku impulsów odbitych, 12 – układ sygnalizacji poziomu węgla

Fig. 8.3.1. Block diagram of ultrasonic device signalling coal level in gravity coal bunker:

1 – sending transducer, 2 – receiving transducer, 3 – transmitter, 4 – control system, 5 – gating system,

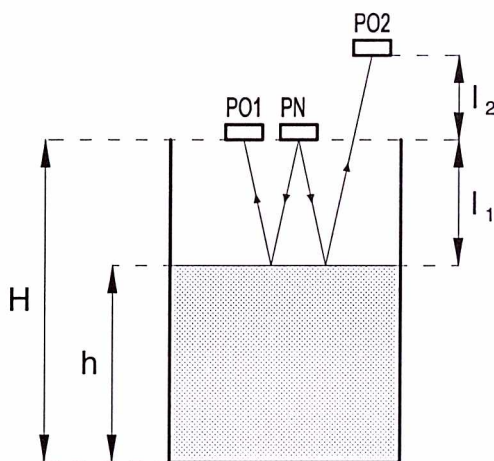
6 – selective preamplifier, 7 – control system of comparator threshold, 8 – selective amplifier,

9 – comparator, 10 – pulse-forming system, 11 – system signalling pulse absence,

12 – system signalling coal level

Na rysunku 8.3.1 przedstawiono schemat blokowy urządzenia do pomiaru wypełnienia omawianego zbiornika z węglem brunatnym. Zasada działania urządzenia jest

podobna do przedstawionej w rozdziale 8.2. Układ sterujący przekształca napięcie sieci na impulsy prostokątne o czasie trwania ok. 10 ms i okresie powtarzania 80 ms. Impulsy te sterują pracą nadajnika, który zasila przetwornik nadawczy (o konstrukcji przedstawionej na rys. 4.5.1. lub na rys. 4.5.3) wytwarzający impulsy ultradźwiękowe o częstotliwości $f = 40$ kHz. Impulsy te po odbiciu od powierzchni materiału zostają odebrane przez przetwornik odbiorczy i przetworzone na sygnał elektryczny, a następnie wzmacnione w układzie wzmacniacza selektywnego i zamienione w układzie komparatora na sygnał cyfrowy. Sygnał ten jest przesyłany do układu przetwarzania, który jednocześnie odbiera impulsy z układu sterującego. Na wyjściu układu przetwarzania otrzymuje się impulsy o czasie trwania odpowiadające czasowi przejścia fali ultradźwiękowej. Impulsy te sterują układem sygnalizacji poziomów i równocześnie są podawane wraz z impulsami z układu sterującego na układ sygnalizacji zaniku impulsów odbiorczych. Zadziałanie tego układu następuje wtedy, gdy po określonej liczbie kolejnych impulsów sterujących nie pojawią się sygnały echa. Następuje wówczas obniżenie progu detekcji sygnału odbiorczego.



Rys. 8.3.2. Sposób eliminacji wpływu parametrów ośrodka na dokładność pomiaru
Fig. 8.3.2. Way of losing the influence of medium parameters on measurement accuracy

Sygnał ultradźwiękowy na drodze od przetwornika nadawczego do przetwornika odbiorczego ulega osłabieniu na skutek tłumienia w powietrzu, rozbieżności wiązki, rozproszenia wiązki oraz pochłaniania ultradźwięków przez materiał (tu: węgiel brunatny). Ze względu na występujące często w zbiorniku niekorzystne ukształtowanie powierzchni mierzonej (zwłaszcza w fazie napełniania oraz w końcowej fazie opróżniania zbiornika [8.5]) niezbędne jest zapewnienie odpowiedniego poziomu sygnału nadawanego oraz możliwie skoncentrowanej wiązki ultradźwiękowej wytwarzanej przez przetwornik nadawczy, natomiast przetwornik odbiorczy powinien się charakteryzować możliwie dużą czułością i odpornością na zakłócenia. Warunki te spełnia

zestaw przetworników, w którym przetwornikiem nadawczym jest przetwornik z płytą prostokątną drgającą w modzie pasemkowym wyposażony w układ reflektorów, a przetwornikiem odbiorczym może być każdy z przetworników przedstawionych w rozdz. 4 o niezbyt wąskiej charakterystyce kierunkowości.

W celu uniezależnienia się od wszystkich parametrów mających wpływ na prędkość sygnału ultradźwiękowego w powietrzu (a tym samym na dokładność pomiaru) można zastosować dodatkowy przetwornik odbiorczy PO2, umieszczony w znanej odległości od poziomu przetworników PN1 i PO1, jak to pokazano na rys. 8.3.2.

Impuls ultradźwiękowy przebywa drogę $2l_1$ w czasie $t_1 = 2l_1/c$, wywołując w układzie sygnał proporcjonalny do czasu t_1

$$U_1 = k_1 t_1 . \quad (8.3.1)$$

Echo odebrane przez dodatkowy przetwornik PO2 jest opóźnione względem echa odebranego przez przetwornik PO1 o czas t_2 , w którym przebywa znaną drogę: $t_2 = l_2/c$, wywołując w układzie sygnał proporcjonalny do tego opóźnienia

$$U_2 = k_2 t_2 . \quad (8.3.2)$$

Czas przejścia impulsu ultradźwiękowego między przetwornikami PO1 i PO2 odpowiada zawsze odległości l_2 , niezależnie od wahań prędkości dźwięku w powietrzu (np. na skutek zmian temperatury, wilgotności, zapylenia, itp.).

W wyniku dalszego przetwarzania obu sygnałów otrzymuje się sygnał proporcjonalny do mierzonej odległości l_1 , lecz uniezależniony od prędkości

$$U = \frac{U_1}{U_2} = \frac{k_1 t_1}{k_2 t_2} = 2 \frac{k_1}{k_2} \frac{l_1}{l_2} = k_3 \frac{l_1}{l_2} , \quad (8.3.3)$$

gdzie k_1, k_2, k_3 – stałe proporcjonalności.

Parametry urządzenia:

- częstotliwość robocza przetworników: $f = 40$ kHz,
- częstotliwość powtarzania: $f_p = 12,5$ Hz,
- poziom ciśnienia wytwarzanego przez przetwornik nadawczy: $L = 140$ dB,
- skuteczność przetwornika odbiorczego: $S = 30$ mV/Pa,
- zasięg pomiaru: $H = 20$ m.
- niepewność pomiaru: $u(h) = 12$ mm.

8.4. POMIAR PRZEKROJU WEWNĘTRZNEGO PRZEWODÓW RUROWYCH

Badania ultradźwiękowe rur są szeroko stosowane w różnych gałęziach przemysłu i polegają najczęściej na wykrywaniu wad wewnętrznych lub powierzchniowych, a także na pomiarze grubości ścianek rur. Ten ostatni pomiar jest przeprowadzany najczęściej od strony zewnętrznej rury, przy bezpośrednim kontakcie głowicy z powierzchnią zewnętrzną rury.

W niektórych przypadkach taki pomiar jest jednak utrudniony ze względu na ograniczony dostęp do badanego elementu lub wręcz niemożliwy ze względu na brak dostępu do przewodów rurowych (np. w pionowych szybach górniczych, w których za pomocą sieci przewodów rurowych tłoczony jest pod wysokim ciśnieniem piasek służący do wypełniania wyrobisk górniczych). Jedną z możliwych do zastosowania metod pomiarowych jest metoda ultradźwiękowa, polegająca na bezkontaktowym pomiarze średnicy wewnętrznej rury poprzez odpowiednie wprowadzenie i przesuw wzdłuż osi rury przetwornika ultradźwiękowego przeznaczonego do pracy w powietrzu. Metoda ta jest rozwinięciem opracowanej wcześniej metody pomiaru średnicy wewnętrznej czynnych przewodów wodociągowych [8.9, 8.31, 8.34, 8.35, 8.36, 8.37], która znalazła praktyczne zastosowanie [8.32]. Obecnie prowadzone są prace nad budową urządzenia do pomiaru stopnia zużycia powierzchni wewnętrznej rurociągów podszalkowych, które może znaleźć zastosowanie w KGHM P.M. S.A. O/ZG „Lubin” oraz O/ZG „Rudna”.

Metoda pomiaru profilu poprzecznego przewodu rurowego polega na pomiarze czasu przebiegu impulsu ultradźwiękowego na drodze głowica ultradźwiękowa – powierzchnia wewnętrzna przewodu rurowego – głowica ultradźwiękowa. Czas ten jest proporcjonalny do drogi, jaką przebywa impuls zgodnie z zależnością:

$$l = c t / 2. \quad (8.4.1)$$

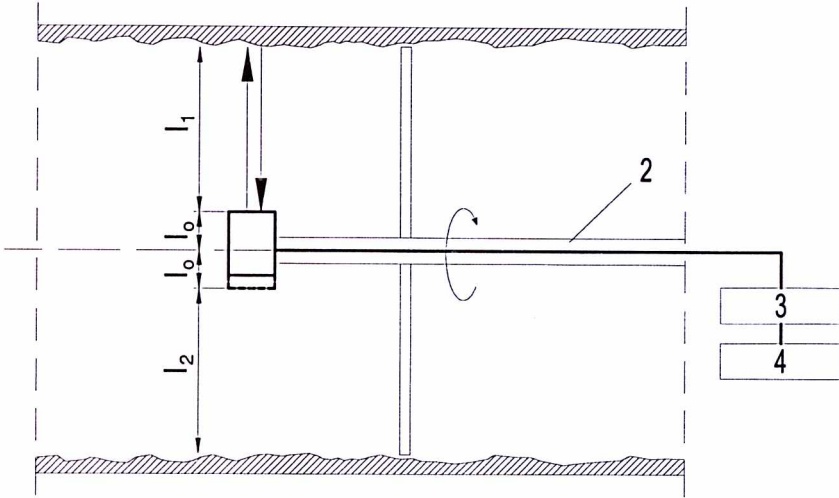
Umieszczając sondę pomiarową w osi rurociągu i obracając głowicę wokół osi jej obrotu o dowolny kąt $\gamma = 360^\circ/n$ można wyznaczyć n odległości L między osią rurociągu (osią obrotu głowicy) i powierzchnią wewnętrzną przewodu rurowego. Odległość ta wynosi:

$$L = l + l_0, \quad (8.4.2)$$

gdzie:

- l_0 – odległość między osią obrotu głowicy i jej powierzchnią promieniującą,
- l – odległość między głowicą i powierzchnią wewnętrzną przewodu,
- c – prędkość propagacji dźwięku w powietrzu,
- t – czas przejścia impulsu na drodze głowica – powierzchnia wewnętrzna przewodu – głowica.

Zasadniczym elementem urządzenia jest głowica ultradźwiękowa wyposażona w przetwornik ultradźwiękowy przeznaczony do pracy w powietrzu przy częstotliwości dostosowanej do średnicy wewnętrznej przewodu ($f = 200 \div 500$ kHz). Przetwornik ten jest wyposażony w podwójną warstwę dopasowującą; jego budowę opisano w rozdziale 5.1.2. Na rysunku 8.4.1 przedstawiono uproszczony schemat blokowy urządzenia do pomiaru profilu poprzecznego przewodu rurowego poprzez pomiar średnic wewnętrznych d_w w różnych punktach przekroju poprzecznego przewodu.



Rys. 8.4.1. Schemat blokowy urządzenia do pomiaru wewnętrznego profilu poprzecznego przewodu rurowego: 1 – ultradźwiękowa głowica pomiarowa, 2 – prowadnica osiowa, 3 – układ nadawczo-odbiorczy, 4 – układ pomiaru czasu przejścia impulsu

Fig. 8.4.1. Block diagram of ultrasonic device for measuring pipe transversal profile: 1 – ultrasonic probe, 2 – axial guide, 3 – transmitting-receiving setup, 4 – setup for measurement of impulse duration

Średnice te można obliczyć ze wzoru:

$$d_w = l_0 + \frac{ct_1}{2} + l_0 + \frac{ct_2}{2}, \quad (8.4.3)$$

a po uwzględnieniu wyrażenia (8.4.1):

$$d_w = 2l_0 + l_1 + l_2, \quad (8.4.4)$$

gdzie: l_1 – odległość między powierzchnią głowicy i powierzchnią wewnętrzną przewodu,

l_2 – jak wyżej, lecz po obrocie głowicy o 180° .

Średnicę zastępczą d_t można określić dwiema metodami:

1° – obliczając średnią arytmetyczną ze zmierzonych wartości d_w :

$$d_t = \frac{2}{n} \sum d_w = 2l_0 + \frac{2}{n} \sum_{i=1}^{n/2} (l_{1i} + l_{2i}), \quad (8.4.5)$$

gdzie: n – liczba zmierzonych odległości L zależna od przyjętego stałego kąta obrotu γ głowicy między kolejnymi pomiarami,

2° – wychodząc z powierzchni A_t (otrzymanej z kolejnych pomiarów czasu przejścia impulsu ultradźwiękowego; obrys tej powierzchni stanowi wyznaczony profil

przekroju poprzecznego przewodu w płaszczyźnie pomiarowej prostopadłej do osi przewodu rurowego i przechodzącej przez oś głowicy ultradźwiękowej):

$$d_t = 2\sqrt{A_t / \pi} . \quad (8.4.6)$$

Powierzchnię A_t przekroju poprzecznego przewodu można określić jako sumę powierzchni n trójkątów równoramiennych o kącie wierzchołkowym $\gamma = 360^\circ/n$ i wysokości r_i ze wzoru:

$$A_t = \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} \sum_{i=1}^n r_i^2 , \quad (8.4.7)$$

gdzie: $r_i = (L_i + L_{i+1})/2$

lub jako sumę n wycinków koła o kącie $\gamma = 360^\circ/n$ i promieniu r_i ze wzoru:

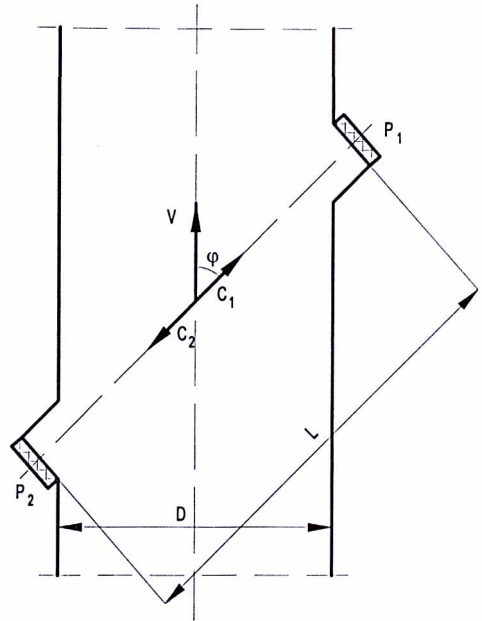
$$A_t = \frac{\pi}{n} \sum_{i=1}^n r_i^2 . \quad (8.4.8)$$

Zmierzony czas przebiegu impulsu t na drodze głowica – powierzchnia wewnętrzna przewodu – głowica zależy od prędkości propagacji fali ultradźwiękowej w powietrzu, od częstotliwości i kształtu impulsu odbitego oraz od rodzaju miernika użytego do pomiaru. W praktyce czas ten może być mierzony z dokładnością rzędu $0,01 \mu\text{s}$, co oznacza, że metodą tą można mierzyć średnicę wewnętrzną przewodu rurowego z dokładnością rzędu $0,2 \text{ mm}$.

8.5. POMIAR PRĘDKOŚCI PRZEPŁYWU GAZU

Przedstawione w rozdziale 2 zagadnienie propagacji fal ultradźwiękowych w ruchomym ośrodku gazowym pozwala na ocenę stopnia trudności wykonania przyrządu do pomiaru prędkości przepływu gazu. Ultradźwiękowy pomiar prędkości przepływu gazu ma wiele zalet; pozwala na pomiar wartości średniej prędkości przepływu gazu bez zaburzeń jego przepływu. Na rynku światowym istnieje jedynie kilka firm oferujących ultradźwiękowe mierniki prędkości przepływu gazu. Liczba publikacji dotyczących rozwiązań technicznych takich mierników jest również stosunkowo mała (m.in. [8.14, 8.20, 8.55, 8.64]). Podstawowym elementem każdego miernika jest przetwornik ultradźwiękowy, którego parametry powinny zapewnić prawidłowy pomiar przepływu często w bardzo trudnych warunkach przemysłowych (niekorzystny skład chemiczny gazu, duże zapylenie, duża rozpiętość temperatur, szeroki zakres mierzonych prędkości). Przedstawione w niniejszej pracy rozwiązania przetworników ultradźwiękowych przeznaczonych do pracy w ośrodkach gazowych mogą być wykorzystane w różnego rodzaju miernikach prędkości przepływu gazów, zarówno w kanałach zamkniętych (rurociągi, szyby wentylacyjne kopalń), jak i w otwartej przestrzeni (stacje pogodowe).

Zasada pomiaru opracowanego miernika prędkości przepływu gazu polega na quasi-jednoczesnym pomiarze czasu przejścia impulsu ultradźwiękowego w kierunku zgodnym z kierunkiem przepływu ośrodka gazowego i w kierunku przeciwnym do kierunku przepływu; zasadę tę wyjaśniono na rys. 8.5.1.



Rys. 8.5.1. Zasada pomiaru prędkości przepływu gazu

Fig. 8.5.1. Principle of measurement of gas flow rate

Nadawczo-odbiorcze przetworniki ultradźwiękowe P_1 i P_2 są umieszczone w odległości L na linii leżącej pod kątem φ względem kierunku przepływu gazu.

Fala ultradźwiękowa wytworzona przez przetwornik P_1 osiągnie przetwornik P_2 z prędkością:

$$c_1 = c_0 - v \cos \varphi. \quad (8.5.1)$$

Fala ultradźwiękowa od przetwornika P_2 dotrze do przetwornika P_1 z prędkością:

$$c_2 = c_0 + v \cos \varphi, \quad (8.5.2)$$

gdzie: c_0 – prędkość fali ultradźwiękowej w ośrodku gazowym,

v – prędkość przepływu ośrodka.

Czasy przejścia fali ultradźwiękowej dla odpowiednich kierunków wynoszą $T_1 = L/c_1$ i $T_2 = L/c_2$. Prędkość przepływu ośrodka określa zależność:

$$v = \frac{L}{2 \cos \varphi} \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}. \quad (8.5.3)$$

Iloczyn czasów T_1 i T_2 wyraża się zależnością:

$$T_1 T_2 = \left(\frac{L}{c_0} \right)^2 \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{v}{c_0} \cos \varphi \right)^2 \right]}. \quad (8.5.4)$$

Dla prędkości przepływu dużo mniejszych od prędkości propagacji fali ultradźwiękowej wyrażenie w nawiasie kwadratowym jest bliskie jedności. Na przykład dla prędkości przepływu powietrza $v = 50$ m/s ($c_0 = 330$ m/s) błąd obliczenia iloczynu $T_1 T_2$ wynikający z pominięcia wyrażenia w nawiasie wynosi 1,1%.

W praktyce pomiarowej prędkość przepływu wyznacza się na podstawie pomiaru różnicy czasów $\Delta t = T_1 - T_2$:

$$v = \frac{L}{2 \cos \varphi} K(\Delta t). \quad (8.5.5)$$

Z przedstawionych zależności można również wyznaczyć wartość c_0 :

$$c_0 = \frac{L}{2} \left[\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right]. \quad (8.5.6)$$

W tabeli 8.5.1 podano wyniki obliczeń numerycznych różnic czasów $\Delta t = T_1 - T_2$ dla prędkości przepływów od $v = 0$ do $v = 100$ m/s dla odległości $L = 10$ m. Na przykład dla $v = 0,5$ m/s $\Delta t = 65 \mu\text{s}$, a dla $v = 100$ m/s – $\Delta t = 1367 \mu\text{s}$. Wartości te pozwalają wybrać częstotliwości zegara i ustalić czas pomiarowy liczników.

Tabela 8.5.1. Wyniki obliczeń czasów przejścia fali ultradźwiękowej w powietrzu dla wybranych prędkości przepływu ($L=10$ m, $c_0 = 330$ m/s)

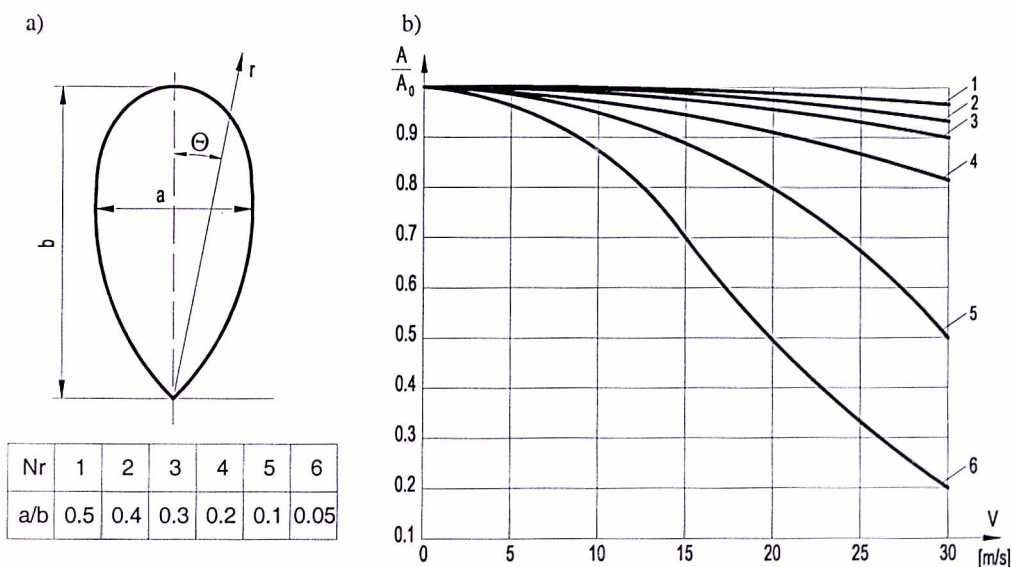
Table 8.5.1. Calculation results of ultrasonic wave run-time in the air at some flow rates velocities ($L=10$ m, $c_0 = 330$ m/s)

$v[\text{m/s}]$	0	0.5	1	5	10	25	50	100
T_1 [ms]	30,3030	30,3357	30,3684	30,6326	30,9683	32,0256	33,9559	38,61
T_2 [ms]	30,3030	30,2705	30,2380	29,9805	29,6648	28,7563	27,3598	24,938
$\Delta T = T_1 - T_2$ [μs]	0	65,2	130,4	652,1	1303,5	3269,3	6596,1	1367,2
$\frac{T_1 T_2}{(T_1 T_2)_{v=0}}$	1	1	1,000008	1,00011	1,00043	1,00290	1,0117	1,0485

Gdy ośrodek, w którym propagowana jest fala ultradźwiękowa decydująca o poprawnym działaniu miernika jest niejednorodny (np. w kominach przemysłowych domieszkami powietrza mogą być różne gazy, para wodna, drobne cząsteczki ciał stałych w postaci pyłów) i dodatkowo na tę niejednorodność nakłada się zmienna w czasie temperatura i ciśnienie – wtedy wszystkie te czynniki mogą wpływać na dwa

parametry ważne z punktu widzenia propagacji fali ultradźwiękowej, tj. częstotliwość i tłumienie. Tłumienie fali ultradźwiękowej (a zwłaszcza jego zmienność w czasie) ma szczególnie istotny wpływ na dokładność pomiaru prędkości przepływu gazu metodą ultradźwiękową. Zmiany tłumienia mają bezpośredni związek z poziomem sygnału odbieranego i przekazywanego na wejście komparatora (w układzie wzmacniacza wstępnego). Mają więc one wpływ na próg dyskryminacji sygnałów odbiorczych. Ponadto ośrodek gazowy przemieszczający się z dużą prędkością w stosunku do przetworników (zwłaszcza przy przepływie turbulentnym) powoduje bardzo duże zmiany amplitudy sygnału odbiorczego, co może prowadzić do całkowitego zafałszowania wyników pomiaru. W przypadku gdy strumień gazu spowoduje zbyt duże odchylenie wiązki ultradźwiękowej biegnącej od przetwornika P_1 do P_2 – pomiar będzie niemożliwy do zrealizowania.

Na rysunku 8.5.2 przedstawiono obliczoną teoretycznie zależność osłabienia sygnału odbiorczego w funkcji prędkości przepływu ośrodka gazowego dla sześciu różnych charakterystyk kierunkowości przetwornika ultradźwiękowego określonych stosunkiem ich szerokości do długości [8.7].



Rys. 8.5.2. Wpływ prędkości przepływu gazu na zmianę amplitudy sygnału odbiorczego:

a) parametry geometryczne 6 różnych charakterystyk kierunkowości,

b) wykres zmian amplitudy sygnału

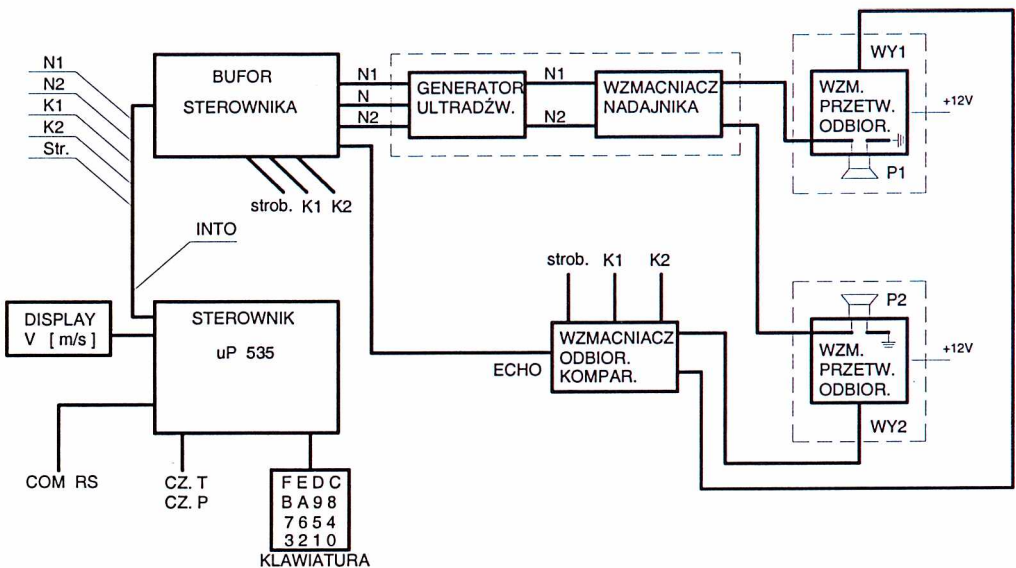
Fig. 8.5.2. Influence of gas flow rate on change of amplitude of received signal:

a) geometric parameters of 6 different directional patterns, b) diagram of changes of signal amplitude

Przedstawione na rysunku 8.5.2 zależności pokazują jak istotny jest dobór przetworników ultradźwiękowych o odpowiednich parametrach akustycznych (charakte-

rystyka kierunkowości, poziom generowanego sygnału) do przewidywanego zakresu mierzonych prędkości przepływu. Stosowanie przetworników o wąskiej charakterystyce kierunkowości przy prędkościach przepływu powyżej 20 m/s jest nieuzasadnione. Przedstawione w poprzednich rozdziałach różne rozwiązania przetworników stwarzają możliwość wyboru odpowiedniego przetwornika do określonych warunków pomiarowych. Stabilny poziom generowanych sygnałów ultradźwiękowych zapewniają układy dostrajania generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika [8.6].

Na podstawie przeprowadzonej analizy i badań eksperymentalnych propagacji fal ultradźwiękowych w ruchomym ośrodku gazowym [8.8, 8.29, 8.38] opracowano model miernika przepływu gazu, którego uproszczony schemat blokowy przedstawiono na rys. 8.5.3 [8.7].



Rys. 8.5.3. Uproszczony schemat blokowy miernika prędkości przepływu gazu [8.7]

Fig. 8.5.3. Simplified block diagram of gas flowmeter [8.7]

Podstawowy zestaw układów funkcjonalnych miernika składa się z układu sterującego, układu nadawczego, zespołu przetworników ultradźwiękowych ze wzmacniaczami wstępnymi, układu odbiorczego oraz cyfrowego układu pomiaru czasu (rolę układu sterującego i układu pomiaru czasu spełnia sterownik mikroprocesorowy). Układ sterujący wytwarza sygnały inicjujące cykl pomiarowy, pobudzające układy nadawcze, kluczujące i strobuje tor odbiorczy oraz sygnały startu i końca pomiaru czasu. Układ nadawczy zawiera generator ultradźwiękowy i wzmacniacz mocy (dwa kanały). Układ odbiorczy zawiera klucze analogowe, wzmacniacz sygnałów oraz komparatory napięcia.

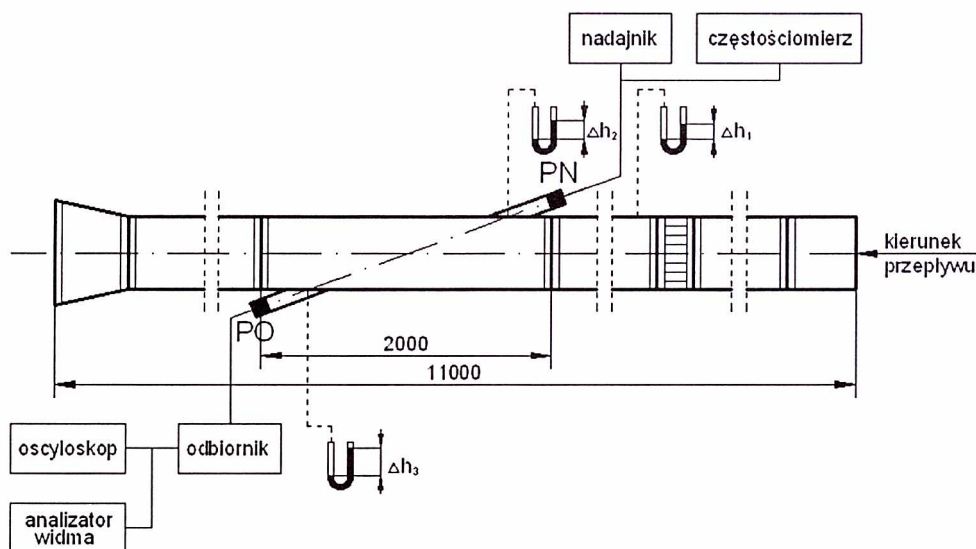
W pierwszej połowie cyklu pomiarowego układ sterujący wysyła sygnał N1, który wyzwala nadajnik obciążony przetwornikiem P1. Przetwornik ten wysyła impuls ultradźwiękowy, który po przejściu w ośrodku gazowym odległości L jest odebrany przez przetwornik P2 po czasie T_1 (zależnym od prędkości dźwięku c_0 i prędkości przepływu ośrodka v). Na wyjściu przetwornika P2 powstaje impuls elektryczny, który po wzmocnieniu we wzmacniaczu przetwornika jest przekazywany do układu odbiorczego. Następuje tam dalsze wzmocnienie sygnału „echa” i przetworzenie go na sygnał cyfrowy w komparatorze napięcia. Sygnał wyjściowy komparatora jako przetworzony sygnał echa wraca do układu sterującego, generując impuls końca zliczania czasu przejścia.

W drugiej połowie cyklu pomiarowego przetwornik P2, po pobudzeniu jego nadajnika impulsem N2, wysyła sygnał ultradźwiękowy w przeciwną stronę, gdzie po czasie T_2 zostaje odebrany przez przetwornik P1. Tor odbiorczy jest kluczowany na przemian impulsami K1 i K2 odpowiednio w pierwszym i drugim „półcyklu” pomiarowym. Sygnały ze wzmacniaczy wstępnych po przejściu przez klucze analogowe są wzmacniane, a następnie przetwarzane w komparatorze napięcia. Komparator jest strobowany sygnałami strobującymi (strob.). Zastosowanie kluczowania i strobowania powoduje oddzielenie od użytecznych sygnałów echa 1 i echa 2 zakłóceń elektrycznych powstających przede wszystkim w chwili wyzwiania przetworników sygnałami nadawczymi. Z wyjścia komparatora układu odbiorczego przetworzone sygnały echa są wykorzystywane w układzie sterującym do zmiany stanu logicznego przerzutnika INTO z „1” na „0”. Szerokość sygnału INTO jest więc miarą czasu przejścia T_1 i T_2 . Różnica tych czasów jest proporcjonalna do prędkości przepływającego ośrodka.

Sterownik mikroprocesorowy (zbudowany w oparciu o 8-bitowy kontroler SAB 80535 firmy Siemens) realizuje następujące funkcje:

- generowanie przebiegów organizujących cykl pomiarowy (tj. wytworzenie sygnałów N1, N2, K1, K2, strob.,
- pomiar czasów przejścia T_1 i T_2 ,
- obliczanie wartości prędkości przepływu v wg wzoru (8.5.3) i wyświetlanie jej na wyświetlaczu,
- obliczanie wartości prędkości dźwięku c_0 w badanym ośrodku wg wzoru (8.5.6) i wyświetlanie jej na wyświetlaczu (opcja – pomiar c_0),
- zapamiętanie wyników pomiaru czasów T_1 i T_2 w cyklicznym buforze oraz możliwość ich przesłania do komputera przez port szeregowy,
- obsługa klawiatury i wyświetlacza, możliwość zmiany ustalonych wstępnie parametrów impulsów N1, N2, K1, K2, strob.,
- edycja parametrów sterownika,
- wybór trybu pracy: pomiar jednorazowy lub ciągły,
- ustawienie częstotliwości wyświetlania wyników oraz sposobu ich uśredniania,
- edycja komunikatu o braku echa lub o określonych nieprawidłowościach.

W celu sprawdzenia poprawności działania miernika wykonano przy współpracy z Katedrą Klimatyzacji i Ciepłownictwa Politechniki Wrocławskiej stanowisko pomiarowe, którego schemat przedstawiono na rys. 8.5.4.



Rys. 8.5.4. Schemat blokowy stanowiska pomiarowego
Fig. 8.5.4. Block diagram of measuring set-up

Zmianę prędkości przepływu powietrza w zakresie $0 \div 30$ m/s uzyskano w kanale o długości 11 m i średnicy 0,5 m poprzez wymianę przesłon na wylocie kanału przepływowego [8.82]. W celu wyznaczenia średniej prędkości przepływu powietrza w kanale o przekroju kołowym, jego powierzchnię dzielono na 10 równych pól w kształcie koncentrycznych pierścieni. Ciśnienie dynamiczne mierzono w czterech punktach każdego pierścienia leżących na okręgu dzielącym powierzchnię pierścienia na dwie części. Pomiary ciśnienia dynamicznego przeprowadzono rurką spiętrzającą Prandtla i mikromanometrem z pochyłą rurką. Pomiarów dokonano w dwóch wzajemnie prostopadłych osiach przekroju poprzecznego kanału.

Średnie ciśnienie dynamiczne, odpowiadające średniej prędkości przepływu powietrza, obliczono z wzoru:

$$P_{d_{sr}} = \frac{P_{d_{srI}} + P_{d_{srII}}}{2}, \quad (8.5.7)$$

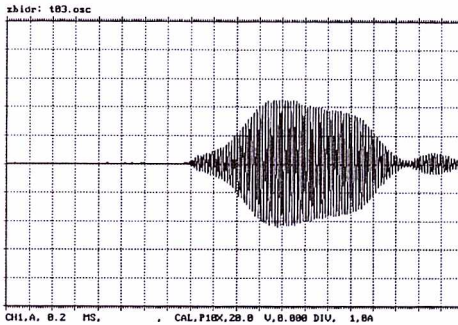
gdzie: $P_{d_{srI}}$, $P_{d_{srII}}$ – ciśnienia dynamiczne odpowiadające prędkości średniej w osi I i II.

Średnią prędkość przepływu powietrza w kanale oblicza się z wzoru:

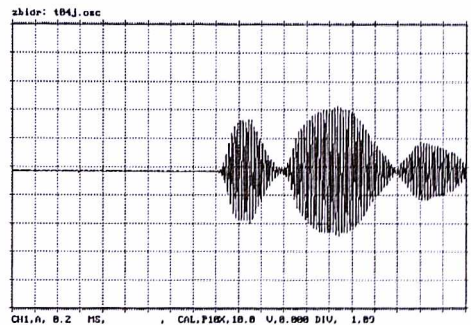
$$v_{sr} = \sqrt{\frac{2gP_{d_{sr}}}{\rho_p}}, \quad (8.5.8)$$

w którym: g – przyspieszenie ziemskie,
 ρ_p – ciężar właściwy powietrza.

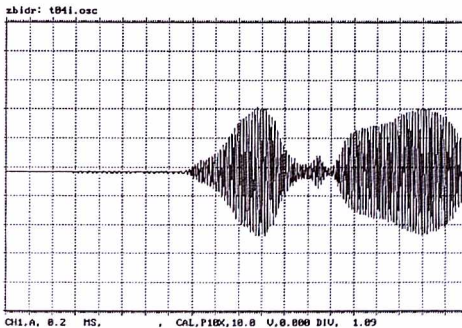
a)



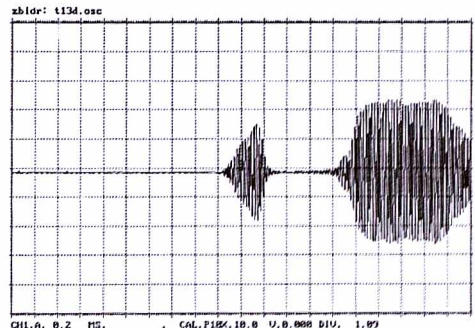
b)



c)



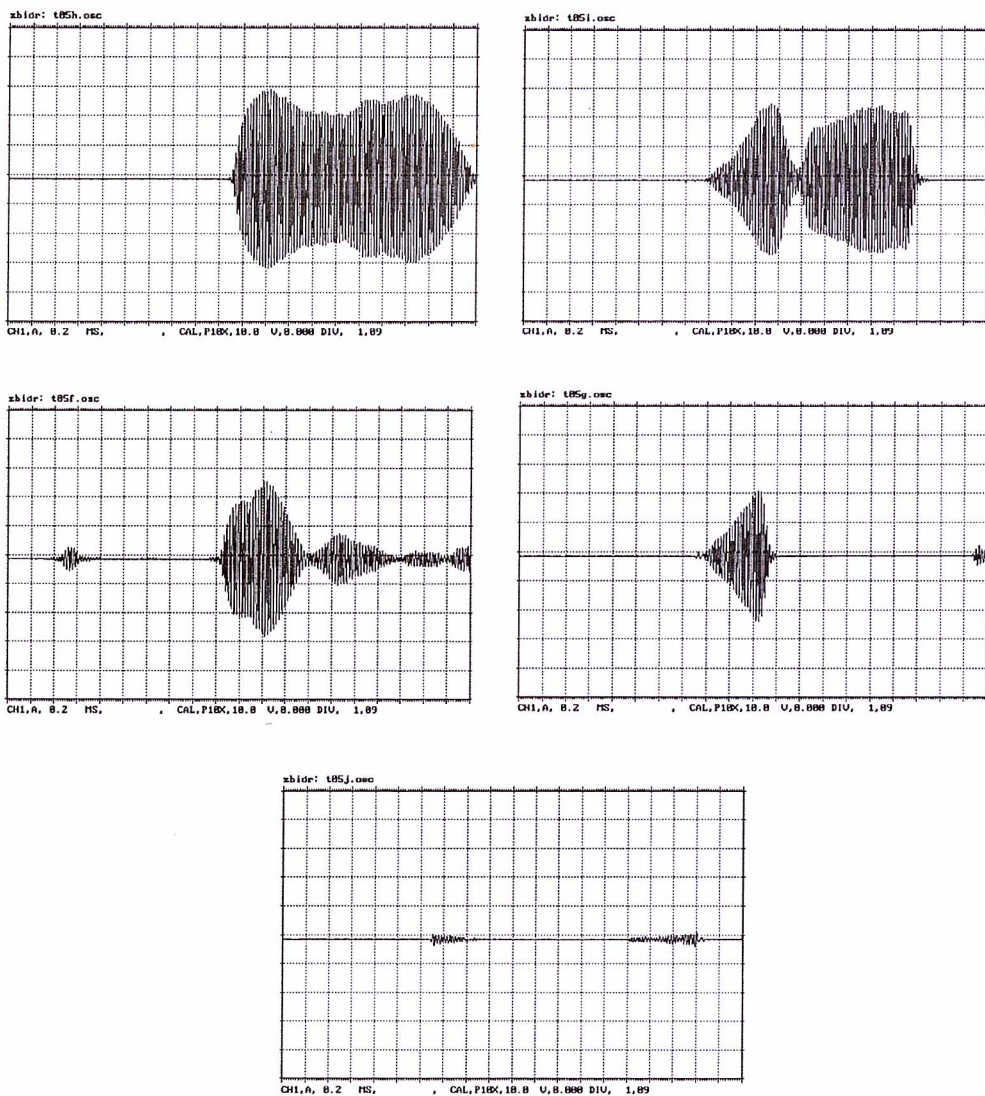
d)



Rys. 8.5.5. Przykładowe oscylogramy sygnałów ultradźwiękowych dla różnych prędkości przepływu powietrza w kanale pomiarowym: a) $v = 0$ m/s, b) $v = 3$ m/s, c) $v = 3$ m/s, d) $v = 20$ m/s

Fig. 8.5.5. Examples of oscillograms of ultrasonic signals at different air flow rates in measuring channel: a) $v = 0$ m/s, b) $v = 3$ m/s, c) $v = 3$ m/s, d) $v = 20$ m/s

Na odcinku pomiarowym umieszczono przetworniki nadawczy i odbiorczy, usytuowane pod kątem 20° do osi przepływu. Sygnały ultradźwiękowe były generowane i odbierane przez przetworniki nadawczo-odbiorcze o budowie przedstawionej na rys. 4.2.4, pracujące w paśmie częstotliwości 41 kHz. Do rejestracji sygnałów odbiorczych zastosowano dodatkowo mikrofon $\frac{1}{4}$ cala, z którego sygnał rejestrowany był na oscyloskopie cyfrowym z jednoczesną rejestracją widma na analizatorze Hewlett-



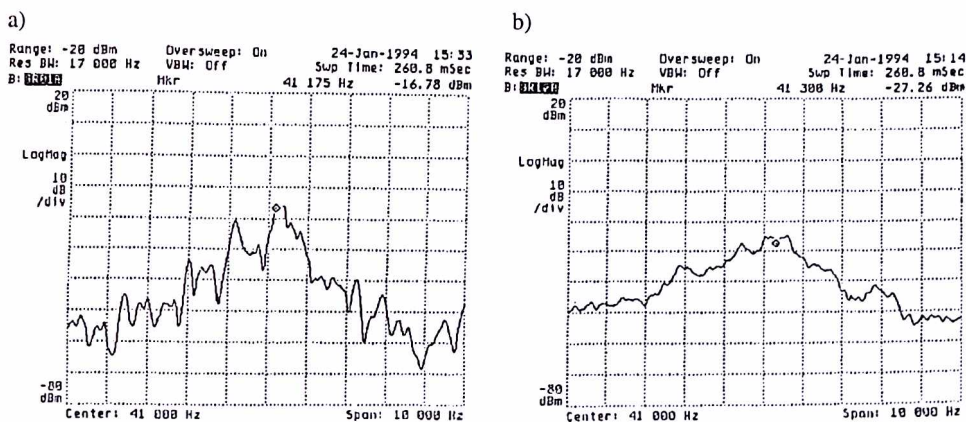
Rys. 8.5.6. Przykładowe oscylogramy sygnałów ultradźwiękowych przy stałej prędkości przepływu powietrza $v = 4$ m/s w kanale pomiarowym

Fig. 8.5.6. Examples of oscillograms of ultrasonic signals at constant air flow rate $v = 4$ m/s in measuring channel

Packard typu 3589. Przykładowe oscylogramy impulsów uzyskane przy takich samych i różnych prędkościach przepływu przedstawiono na rys. 8.5.5 i 8.5.6. Otrzymane z kilkudziesięciu serii pomiarów oscylogramy wskazują na stochastyczny cha-

rakter zmian amplitudy i kształtu impulsów, a charakterystyki widmowe – na zmianę amplitudy składowych sygnału (rys. 8.5.7). Stochastyczny charakter zmian amplitudy i kształtu impulsów wynika m.in. z turbulentnego przepływu gazu. Można tu zaobserwować częściowe „wygaszanie” lub niemal całkowite zanikanie fragmentów impulsu przy różnych prędkościach przepływu gazu. Wymaga to zastosowania procedur uśredniających czasy przejścia impulsu dla kilkadziesiąt cykli pomiarowych w celu minimalizacji błędu pomiaru prędkości przepływu. Zakres zmienności amplitudy widma dla częstotliwości środkowej badanego pasma wynosi kilkanaście dB; Występują tu lokalne, trudne do interpretacji ekstrema dla pewnych zakresów prędkości przepływu [8.8].

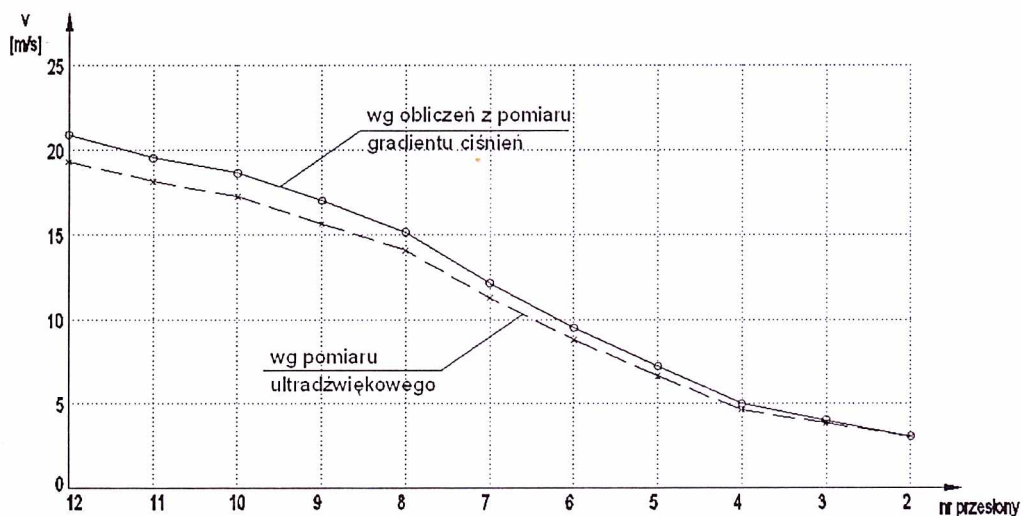
W pomiarach stosowano sygnały ultradźwiękowe o różnych czasach trwania (1 ms, 2 ms, 4 ms) i częstotliwości powtarzania 10 Hz.



Rys. 8.5.7. Widmo sygnału ultradźwiękowego dla prędkości przepływu: a) $v = 0$ m/s, b) $v = 20$ m/s

Fig. 8.5.7. Ultrasonic signal spectrum at flow rates: a) $v = 0$ m/s, b) $v = 20$ m/s

Na rysunku 8.5.8 przedstawiono wyznaczone wartości prędkości przepływu powietrza metodą pomiaru gradientu ciśnienia (wzory 8.5.7 i 8.5.8) i zmierzone za pomocą wykonanego modelu ultradźwiękowego miernika prędkości przepływu gazu. Pomiaru wykonano na stanowisku badawczym przedstawionym na rys. 8.5.4. Porównanie otrzymanych wyników wskazuje na zbliżone wartości prędkości przepływu powietrza. Dla większych prędkości przepływu wartości zmierzone za pomocą modelu miernika są nieco niższe od wyznaczonych z pomiaru gradientu ciśnienia. Przyczyn tych różnic należy upatrywać w powstawaniu turbulencji w kanale przepływowym spowodowanych sposobem regulacji prędkości przepływu (wymiana przesłon na wylocie kanału powoduje zawirowania przepływu). Różnice te można zmniejszyć poprzez uśrednienie większej ilości cykli pomiarowych.



Rys. 8.5.8. Obliczona wg wzoru (8.5.8) i zmierzona prędkość przepływu powietrza
 Fig. 8.5.8. Calculated according formula (8.5.8) and measured air flow velocity

W stosunku do powszechnie stosowanych anemometrów mechanicznych, miernik ultradźwiękowy ma wiele zalet, z których najważniejsze to:

- pomiar średniej prędkości przepływu gazu,
- niezależność wyników pomiaru od wpływu czynników zewnętrznych,
- całkowita powtarzalność pomiarów,
- brak ruchomych, zużywających się części,
- odporność głowic pomiarowych na drgania, wibracje i zanieczyszczenia.

Opracowany model miernika został przetestowany podczas pomiarów przepływu powietrza w szybach wydobywczych i w szybie wentylacyjnym w KGHM w Rudnej oraz przy pomiarach prędkości dźwięku w gazach w czasie opracowywania ultradźwiękowego tomografu transmisyjnego do wyznaczania rozkładu temperatury gazu i składu binarnych mieszanin gazów (zob. rozdział 8.7). Parametry techniczne miernika:

- zakres pomiaru prędkości: 0–20 m/s,
- rozdzielczość wskazań prędkości: 0,1 m/s,
- średnica kanału pomiarowego: 0,3–12 m,
- odległość między głowicami: 0,5–15 m,
- kąt mocowania głowic względem osi kanału: 20–60°,
- częstotliwość pracy głowic pomiarowych: 40 kHz,
- temperatura pracy głowic pomiarowych: $-30 \div +80$ °C,
- niepewność pomiaru prędkości przepływu $u(v) = 0,1$ m/s.

8.6. ROZPOZNAWANIE KSZTAŁTU, ROZMIARÓW I POŁOŻENIA OBIEKTÓW W OŚRODKU GAZOWYM METODĄ ULTRADŹWIĘKOWEJ TOMOGRAFII TRANSMISYJNEJ (UTT)

Ultradźwiękowa tomografia transmisyjna jest jedną z metod pomiarowych stosowanych do zobrazowania struktury wewnętrznej różnych ośrodków. Zobrazowanie tomograficzne oparte jest na rozwiązaniu problemu matematycznego postawionego przez Radona [8.83], znanego pod nazwą rekonstrukcji z projekcji. Wśród licznych zastosowań transformaty Radona największe znaczenie ma dzisiaj tomografia komputerowa z wykorzystaniem promieni X, stosowana w diagnostyce medycznej do wizualizacji wszystkich struktur wewnętrznych ludzkiego ciała. Możliwe jest tu między innymi uzyskiwanie obrazów trójwymiarowych o dużej rozdzielczości, przedstawiających przestrzenny rozkład lokalnych wartości współczynników pochłaniania promieni X, złożony z kolejnych przekrojów wybranego fragmentu ciała. Istotne znaczenie ma również zastosowanie tej metody w różnych technikach badań nieniszczących stosowanych w przemyśle.

W Pracowni Techniki Ultradźwiękowej ITA Politechniki Wrocławskiej, jako jedynym ośrodku w kraju, od kilku lat prowadzone są prace dotyczące wizualizacji struktury wewnętrznej ośrodków biologicznych, których wyniki przedstawiono w wielu publikacjach i doniesieniach konferencyjnych (m.in. [8.41, 8.42, 8.43, 8.44, 8.45, 8.73, 8.74, 8.75]). Dzięki zbudowanemu stanowisku badawczemu możliwe stało się przeprowadzenie badań struktury wewnętrznej różnych ośrodków w oparciu o pomiar kilku różnych parametrów akustycznych, takich jak prędkość dźwięku, współczynnik tłumienia, zmiana częstotliwości środkowej w impulsie po przejściu przez obiekt, nieliniowy parametr B/A. Porównując obrazy struktury wewnętrznej różnych obiektów zrekonstruowanych z pomiarów rzeczywistych i symulowanych komputerowo podjęto również próbę znalezienia sposobów minimalizacji najistotniejszych błędów zobrazowania w metodzie UTT [8.33, 8.39, 8.40, 8.76]. Zdobyte doświadczenia w zakresie wizualizacji struktury wewnętrznej obiektów pozwoliły na rozszerzenie zastosowań tej metody do ośrodków gazowych [8.77, 8.78, 8.79].

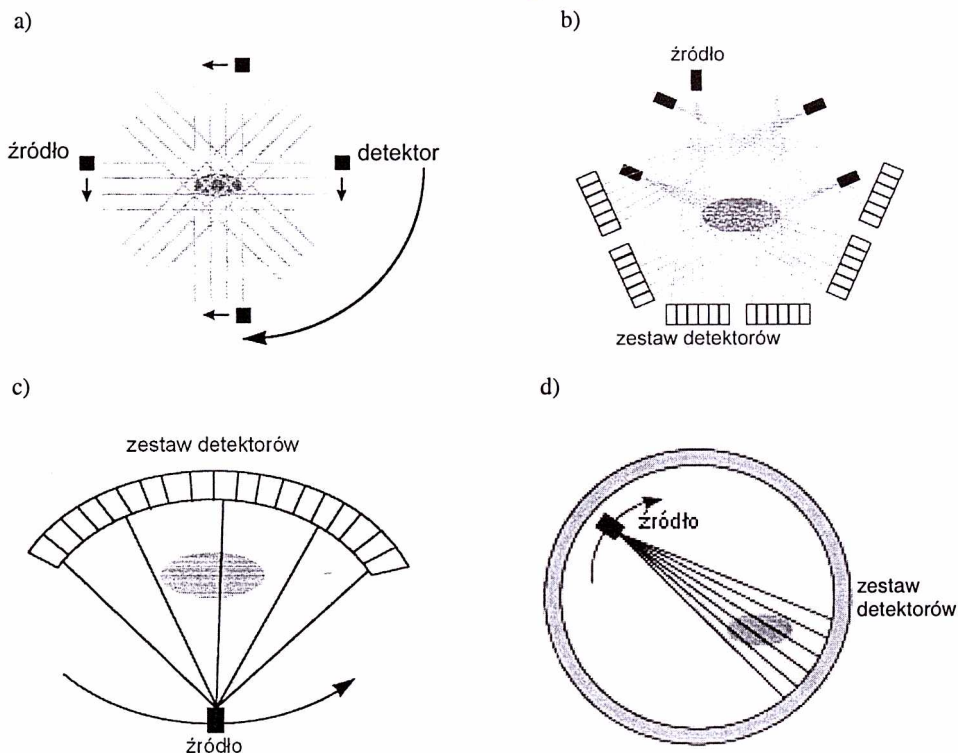
8.6.1. GEOMETRIA POMIARÓW TOMOGRAFICZNYCH

Ponieważ obraz tomograficzny jest otrzymywany na podstawie zestawu pomiarów w rzutach, za pomocą algorytmów rekonstrukcyjnych bazujących na transformacie Radona, geometria pomiarów tomograficznych ma zasadnicze znaczenie w procesie jego rekonstrukcji.

Rozróżnia się dwa podstawowe rodzaje geometrii prowadzenia pomiarów tomograficznych [8.53]:

- geometrię rzutów równoległo-promieniowych,
- geometrię rzutów rozbieżnych.

Na rysunku 8.6.1 przedstawiono cztery kolejne generacje geometrii akwizycji danych dla obu geometrii prowadzenia pomiarów. Dla wszystkich geometrii obowiązuje założenie, że pomiary dokonywane są wzdłuż prostych łączących nadajnik i odbiornik. Różnice między nimi wynikają jedynie ze sposobu umieszczenia nadajnika i odbiornika oraz sposobu ich poruszania się wokół obiektu.



Rys. 8.6.1. Rodzaje geometrii akwizycji danych: a) – geometria I generacji, b) – geometria II generacji, c) – geometria III generacji, d) – geometria IV generacji

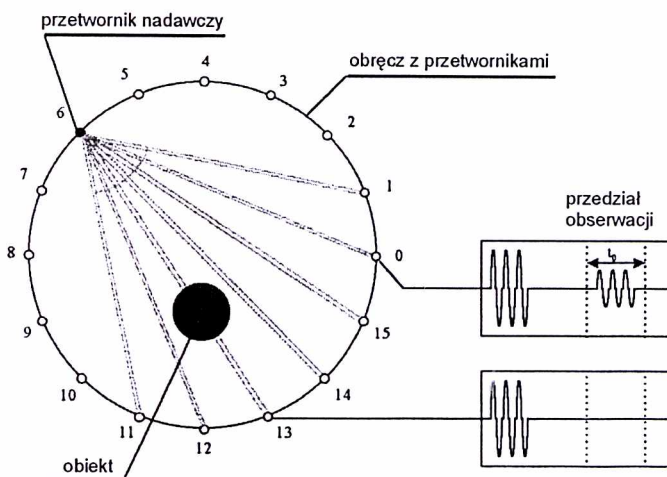
Fig. 8.6.1. Kinds of measurement date aquisition geometry: a) geometry of the 1st generation, b) – geometry of the 2nd generation, c) – geometry of the 3rd generation, d) – geometry of the 4th generation

Geometria I generacji (rys. 8.6.1a) polega na mierzeniu badanego obszaru wzdłuż równoległych i równoodległych prostych dla ustalonych kątów. W geometrii II generacji (rys. 8.6.1b) rozbieżną wiązkę ze źródła odbiera zestaw detektorów, co przyspiesza pomiary ze względu na mniejszą liczbę przesunięć potrzebnych do uzyskania danych. Geometria III generacji (rys. 8.6.1c) oparta jest na układzie źródło–zestaw detektorów; układ ten wykonuje ruch obrotowy o ustalony kąt. W geometrii IV generacji (rys. 8.6.1d) wykorzystuje się jedno źródło wysyłające wiązkę rozbieżną i wykonujące ruch obrotowy wokół ustalonej osi oraz zestaw detektorów rozmieszczonych na okręgu.

8.6.2. ROZPOZNAWANIE KSZTAŁTÓW, ROZMIARU I POŁOŻENIA OBIEKTÓW METODĄ UTT

Koncepcja wykorzystania ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej do rozpoznawania kształtu, rozmiaru oraz położenia obiektu znajdującego się w ośrodku gazowym jest podobna do koncepcji zastosowania UTT pozwalającej na uzyskiwanie obrazów struktury wewnętrznej, jednak ze względu na środowisko pomiarowe występuje tu zwykle całkowite odbicie fali ultradźwiękowej od powierzchni badanego obiektu [8.13, 8.69].

Na rysunku 8.6.2 przedstawiono zasadę pomiaru prowadzącego do rozpoznawania kształtu obiektu w geometrii wiązki rozbieżnej.



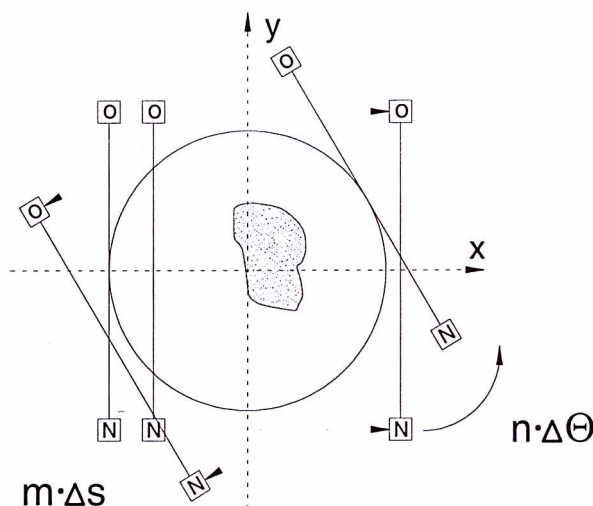
Rys. 8.6.2. Zasada wykorzystania UTT do rozpoznawania kształtu obiektu w geometrii rzutów rozbieżnych [8.13]

Fig. 8.6.2. Principle of using UTT for object shape recognition for divergence projection geometry [8.13]

Jeśli rozmiary mierzonego obiektu są większe od długości fali, dla każdej kombinacji transmisji sygnału ultradźwiękowego na drodze nadajnik–odbiornik możliwe są dwa przypadki. Jeśli obiekt znajduje się na linii łączącej nadajnik z odbiornikiem, to fala ultradźwiękowa ulega całkowitemu odbiciu na granicy powietrze–obiekt; jeśli natomiast obiekt znajduje się poza tą linią – do odbiornika dociera impuls ultradźwiękowy po przejściu przez powietrze. Można w ten sposób uzyskać macierz U pomiarów o rozmiarach $m \times m$, gdzie m jest liczbą przetworników. Elementy tej macierzy mają postać binarną: np. 0 – jeśli sygnał został odebrany, 1 – jeśli sygnał nie został odebrany. Rekonstrukcja opiera się na zmodyfikowanym algorytmie splotu i rzutowania wstecznego [8.61]. Każdy element macierzy U_{ij} dla i -tego nadajnika i j -tego odbiornika jest sumowany w sektorze płaszczyzny obrazu, określonym przez geometrię tablicy przetworników [8.13]:

$$g(x, y) = \frac{\left(\sum_i \sum_j U_{ij} S_{ij}(x, y) \right)}{\left(\sum_i \sum_j S_{ij}(x, y) \right)}, \quad (8.6.1)$$

gdzie $S_{ij}(x, y)$ jest funkcją geometrycznego sektora odpowiadającą i -temu nadajnikowi i j -temu odbiornikowi; funkcja ta przyjmuje wartość 1 wewnątrz sektora i 0 na zewnątrz sektora.



Rys. 8.6.3. Zasada pomiaru w UTT metodą rzutowania za pomocą promieni równoległych
Fig. 8.6.3. Principle of UTT measurement based on projection of parallel rays

Geometria rzutów rozbieżnych wymaga stosowania dużej liczby przetworników ultradźwiękowych oraz odpowiedniego ich przełączania. W geometrii rzutów równoległopromieniowych, zestaw pomiarów uzyskiwany jest w trakcie przesuwania i obrotu jednocześnie jedynie pary głowic wzdłuż i wokół obiektu (rys. 8.6.3). Cykl pomiarowy kończy się po obrocie układu nadajnik–odbiornik o kąt 180° . Każdy przesuw pary głowic nazywany jest promieniem, a każdy ich obrót – rzutem. Wynikiem pomiarów przekroju obiektu jest dwuwymiarowa binarna macierz $\mathbf{P}$ (wartości 0 i 1) o wymiarach $M \times N$, gdzie M – promień (przesuw pary głowic), N – rzut (obrot pary głowic). Macierz $\mathbf{P}$ stanowi podstawę do rekonstrukcji obrazu.

Równanie (8.6.1) zmodyfikowane dla geometrii rzutów równoległopromieniowych przyjmuje postać:

$$f(k\Delta x, l\Delta y) = \frac{\sum_{n=1}^N \sum_{m=M^-}^{M^+} p(m\Delta s, n\Delta\theta) I(s' - m\Delta s)}{\sum_{n=1}^N \sum_{m=M^-}^{M^+} I(s' - m\Delta s)}, \quad (8.6.2)$$

gdzie: – funkcja $f(k\Delta x, l\Delta y)$ reprezentuje wartości lokalne zrekonstruowane w siatce obrazu o wymiarach $K \times L$ punktów, na podstawie dokonanych pomiarów $p(m\Delta s, n\Delta\theta)$ przyjmujących wartości 0 lub 1,

- $\Delta s = 1/M^+$ jest skokiem przesuwu głowic ultradźwiękowych (M – całkowita, nieparzysta liczba promieni),
- $\Delta\theta = \pi/N$ oznacza skok kątowny (N – całkowita liczba obrotów),
- $n\Delta\theta$ jest wartością kąta obrotu dla n -tego rzutu.

Sumowanie odbywa się po wartościach od M^- do M^+ zdefiniowanych następująco:

$$M^- = \frac{-(M-1)}{2}, \quad M^+ = \frac{(M-1)}{2}. \quad (8.6.3)$$

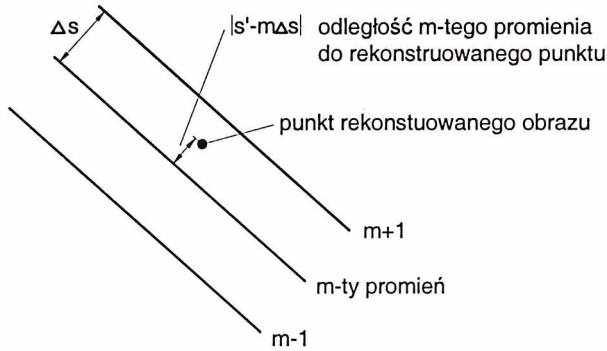
Rekonstrukcja obrazu przeprowadzana jest w oparciu o kartezjańską siatkę punktów określonych przez zbiór $\{(k\Delta x, l\Delta y): K^- \leq k \leq K^+, L^- \leq l \leq L^+\}$, w którym liczby K^-, K^+, L^-, L^+ są zdefiniowane analogicznie do M^- i M^+ . Wartości $\Delta x = 1/K^+$, $\Delta y = 1/L^+$ oznaczają wielkość rastra rekonstruowanego obrazu. Funkcja sektorowa $S_{ij}(x, y)$ występująca w geometrii rzutów rozbieżnych w równaniu (8.6.1) została zastąpiona w geometrii równoległopromieniowej funkcją $I(s' - m\Delta s)$, gdzie $s' = k\Delta x \cos(n\Delta\theta) + l\Delta y \sin(n\Delta\theta)$.

Na podstawie funkcji interpolacyjnej stosowanej w klasycznym algorytmie splotu i rzutowania wstecznego [8.61] wyznaczono dwie postacie funkcji sektorowej:

$$I(s' - m\Delta s) = \begin{cases} (1 - |s' - m\Delta s| / \Delta s) & \text{dla } |s' - m\Delta s| \leq \Delta s \\ 0 & \text{dla } |s' - m\Delta s| \geq \Delta s \end{cases}, \quad (8.6.4a)$$

$$I(s' - m\Delta s) = \begin{cases} 1 & \text{dla } |s' - m\Delta s| \leq \Delta s \\ 0 & \text{dla } |s' - m\Delta s| \geq \Delta s \end{cases}. \quad (8.6.4b)$$

Funkcja sektorowa $I(s' - m\Delta s)$ przyjmuje wartości 1, jeśli sumowanie odbywa się po promieniach przechodzących przez dany sektor oraz 0, jeśli sumowanie odbywa się na zewnątrz sektora. Działanie funkcji sektorowej w algorytmie rekonstrukcji obrazu ilustruje rys. 8.6.4. Funkcja opisana równaniem (8.6.4a) przyjmuje wartości równe $(1 - |s' - m\Delta s| / \Delta s)$, nadając punktom leżącym bliżej m -tego promienia większą wagę, natomiast funkcja opisana równaniem (8.6.4b) nadaje wszystkim punktom w odległości $\leq \Delta s$ wagę równą 1. Punkty oddalone o więcej niż Δs nie są brane pod uwagę.



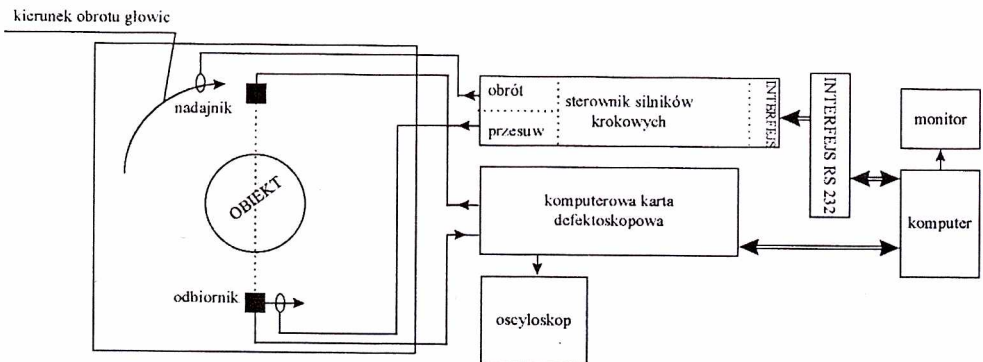
Rys. 8.6.4. Ilustracja działania funkcji sektorowej $I(s' - m\Delta s)$
 Fig. 8.6.4. Operation of sector function $I(s' - m\Delta s)$

Funkcja sektorowa dana równaniem (8.6.4b) powoduje nieco większe rozmycie krawędzi obiektu (a także z nieco mniejszą dokładnością uwidacznia małe obiekty) w porównaniu z funkcją przedstawioną w równaniu (8.6.4a). Zmniejszenie zniekształceń obrazu można uzyskać poprzez eksponencjalne odwzorowanie zrekonstruowanych wartości. Odpowiednia zależność pozwalająca na wyznaczenie eksponencjalnej skali szarości ma postać [8.72]:

$$s_{sz} = 15 \frac{e^{3w_i} - 1}{e^3 - 1}, \quad (8.6.5)$$

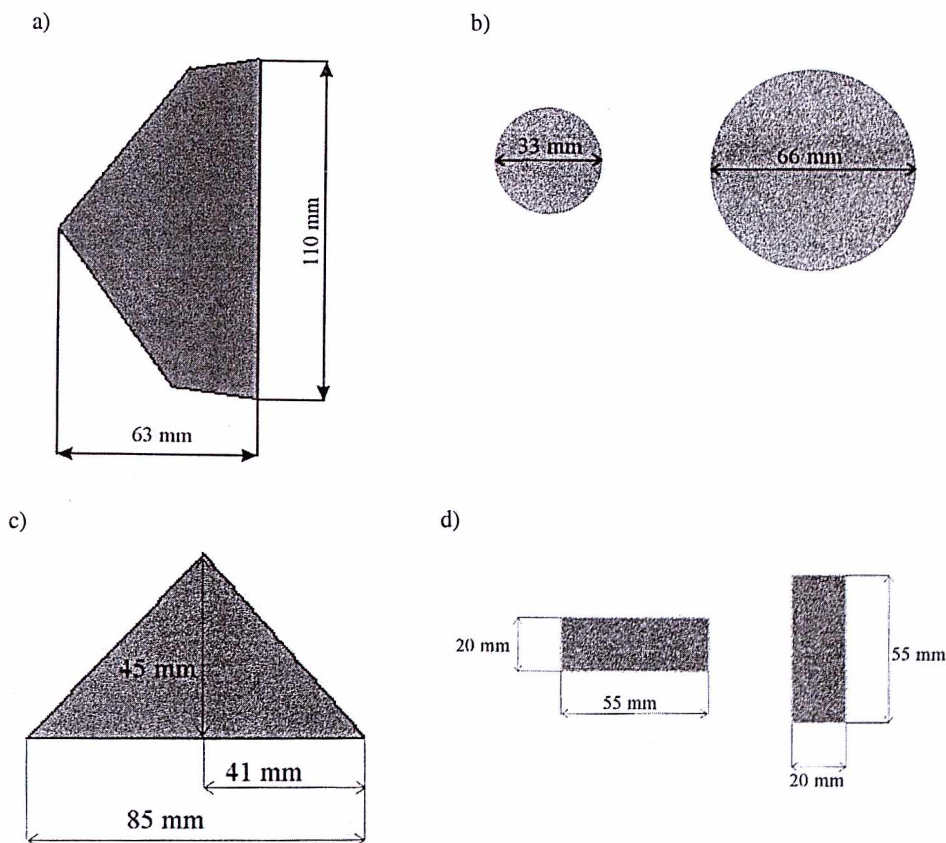
gdzie: s_{sz} – numer stopnia szarości,
 w_i – wartości zrekonstruowane.

Pomiary rzeczywistych obiektów przeprowadzono na stanowisku badawczym, którego schemat blokowy przedstawiono na rys. 8.6.5.



Rys. 8.6.5. Schemat blokowy stanowiska badawczego do ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej
 Fig. 8.6.5. Block diagram of setup for ultrasonic transmission tomography

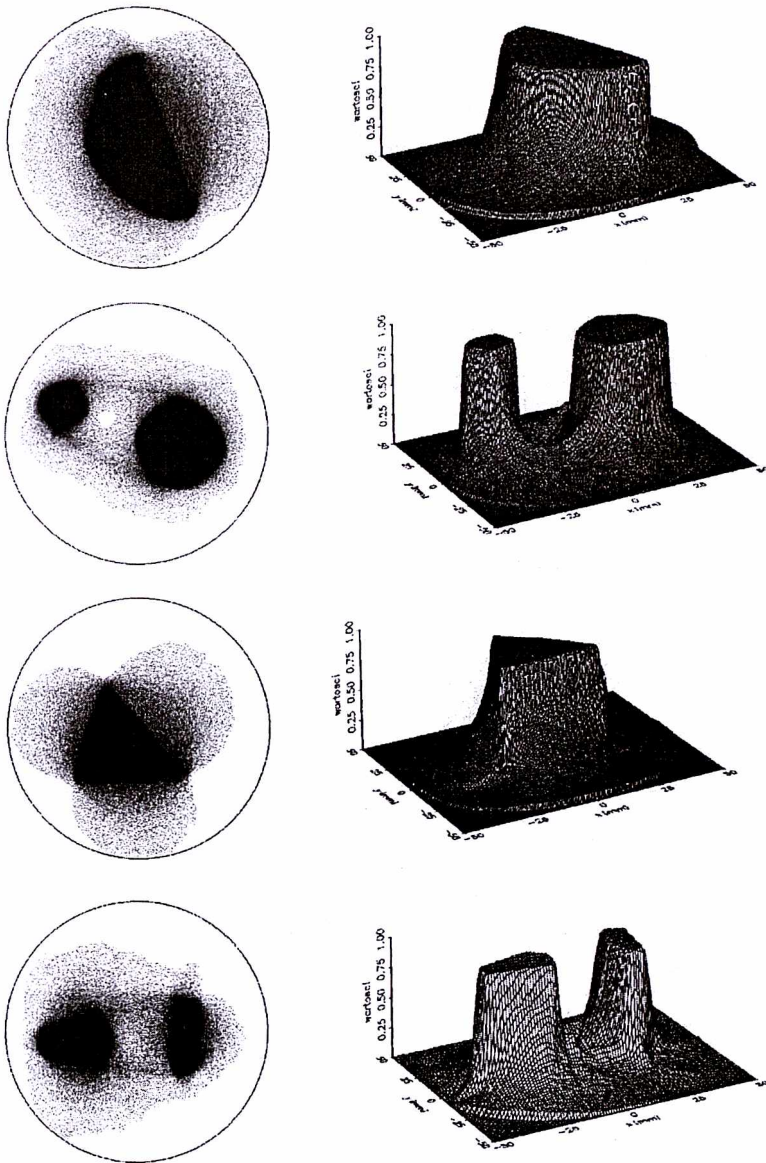
Do pomiarów zastosowano przetworniki ultradźwiękowe o średnicy $D = 40$ mm, pracujące przy częstotliwości $f = 100$ kHz, omówione w rozdz 5.1. Przetwornik nadawczy był zasilany napięciem 250 V, częstotliwość powtarzania impulsów $f_p = 100$ Hz. Sygnał z przetwornika odbiorczego podawany był na wzmacniacz o wzmacnieniu 60 dB. Przedmiotem pomiaru były obiekty o różnych kształtach; niektóre z tych obiektów przedstawiono na rys. 8.6.6.



Rys. 8.6.6. Obiekty pomiarowe: a) „dach”, b) „walce”, c) „trójkąt”, d) „wieże”
Fig. 8.6.6. Measuring objects: a) “roof”, b) “cylinders”, c) “triangle”, d) “towers”

Ze względu na kształt obiektów, sposób pomiaru i wymiary głowic ultradźwiękowych, przyjęto kryterium dla obecności i zaniku sygnału na krawędziach badanego obiektu jak na rys. 8.6.7.

Dokładność pomiarów w ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej w ośrodku gazowym jest ściśle związana z parametrami zastosowanych przetworników ultradźwiękowych. Do najważniejszych parametrów należy tu zaliczyć:



Rys. 8.6.8. Zrekonstruowane obrazy obiektów i pseudotrójwymiarowe przedstawienie wyników rekonstrukcji otrzymane z wykonanych pomiarów obiektów wg oznaczeń jak na rys. 8.6.6 [8.78]
 Fig. 8.6.8. Reconstructed images of objects and pseudo-3D presentation of reconstruction results obtained based on object measurements according to Fig. 8.6.6 [8.78]

Z przedstawionych wyników pomiarów należy wnioskować, że w przypadku pojedynczych obiektów rozpoznawanie ich kształtu i położenia jest prawidłowe. Gdy jednak jednocześnie mierzonych jest kilka obiektów, ich kształty w zrekonstruowanym obrazie na skutek wzajemnego zasłaniania się ulegają pewnym zniekształceniom. Stopień tych zniekształceń zależy od rodzaju zastosowanych przetworników i częstotliwości ich pracy. Obszary błędnej rekonstrukcji krawędzi są tym większe, im bliżej siebie znajdują się obiekty, dlatego metodę tę można stosować z powodzeniem jedynie mając do czynienia z pojedynczymi obiektami lub małą ich liczbą, przy zachowaniu możliwie dużych odległości między nimi (ze względu na efekt „cienia” możliwe jest wykrywanie kształtów jedynie obiektów wypukłych). Problem ten jest szczególnie istotny w robotyce [8.95].

8.7. WYZNACZANIE ROZKŁADU TEMPERATURY GAZU I SKŁADU BINARNYCH MIESZANIN GAZÓW METODĄ ULTRADŹWIEKOWEJ TOMOGRAFII TRANSMISYJNEJ

Ultradźwiękowa tomografia transmisyjna może być stosowana również do wyznaczania przestrzennego rozkładu temperatury w badanym obszarze, w przypadku istnienia niejednorodnego pola tej wielkości [8.17]. Metoda ta nadaje się również do wyznaczania rozkładu stężeń składników w wybranych binarnych mieszaninach gazów [8.15, 8.16]. Jej ogromną zaletą jest nieinwazyjność i szybkość wykonywania pomiarów.

W Instytucie Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej przeprowadzono prace związane z możliwością wykorzystania metody UTT do detekcji obecności helu w powietrzu. Ze względu na duże różnice w prędkości propagacji helu i powietrza (prędkość dźwięku w temperaturze 0 °C w helu wynosi $c = 965$ m/s, w powietrzu $c = 331$ m/s) możliwe jest wykrywanie nawet niewielkich obecności tego gazu w powietrzu. Mierząc lokalne zmiany wartości jednego lub kilku parametrów fali ultradźwiękowej w obszarze między przetwornikami nadawczymi i odbiorczymi umieszczonymi na przykład na obwodzie kanału pomiarowego, można uzyskać przestrzenny rozkład tych parametrów w badanym obszarze. W oparciu o tę zasadę i korzystając z opracowanych przez autora przetworników ultradźwiękowych o średnicy $D = 16$ mm drgających radialnie, pracujących przy częstotliwości $f = 108$ kHz zbudowano tomograf ultradźwiękowy, umożliwiający wizualizację rozkładu przepływu helu w kanale wypełnionym powietrzem.

Prędkość dźwięku w mieszaninie wieloskładnikowej (przy założeniu modelu gazu doskonałego dla helu i powietrza) określa zależność [8.15]:

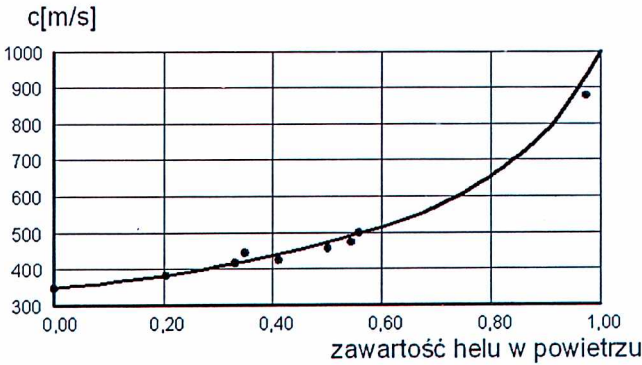
$$c = \sqrt{kRT} = \sqrt{\left(\frac{1}{\sum \frac{z_i}{\kappa_i - 1}} + 1 \right) \frac{RT}{\sum z_i M_i}}, \quad (8.7.1)$$

gdzie: R – uniwersalna stała gazowa,
 T – temperatura,
 z_i – udział molowy i -tego składnika,
 $\kappa_i = c_p/c_v$ – wykładnik izentropy i -tego składnika,
 M_i – masa molowa i -tego składnika.

Pomiary prędkości propagacji fali ultradźwiękowej w jednorodnej mieszaninie powietrza z helem w temperaturze 21 °C wykazały, że już stosunkowo niewielki udział objętościowy helu w powietrzu powoduje łatwo zauważalne zmiany prędkości w mieszaninie. Wyniki pomiarów przedstawiono w tabeli 8.7.1 i na rys. 8.7.1 w postaci wykresu.

Tabela 8.7.1. Zmierzone wartości prędkości dźwięku w mieszaninie powietrza z helem
Table 8.7.1. Sound velocity measured in air–helium mixture

Udział objętościowy helu	0	0,205	0,333	0,350	0,410	0,502	0,543	0,557	0,975
Prędkość dźwięku, c , m/s	343	372	402	416	435	450	467	492	875

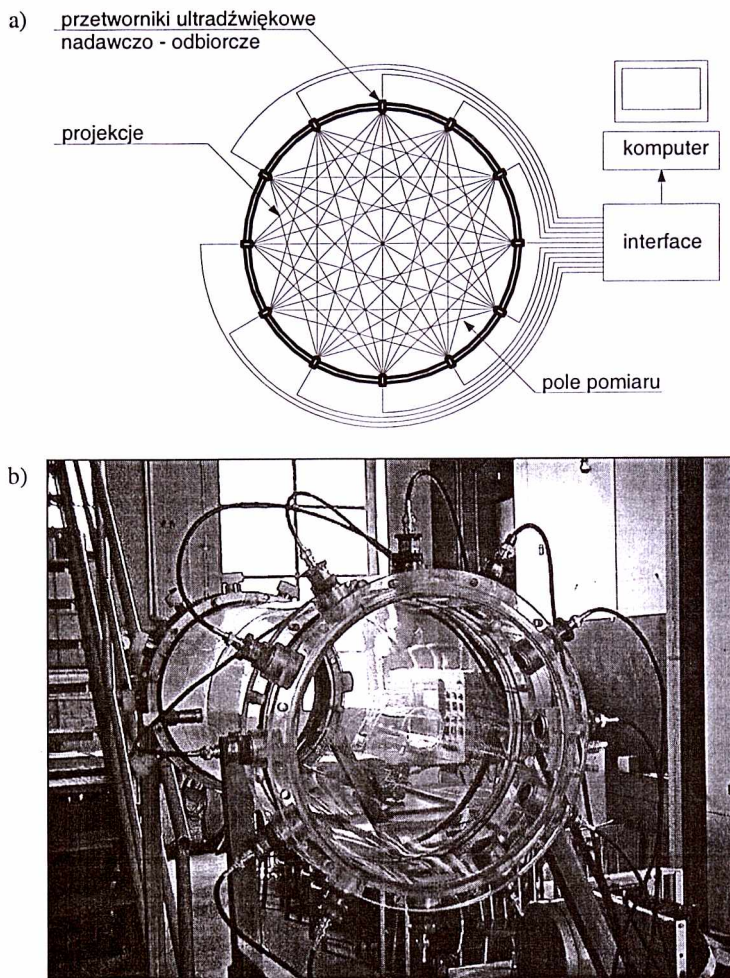


Rys. 8.7.1. Porównanie teoretycznej (linia ciągła) i zmierzonej (punkty) prędkości dźwięku w mieszaninie helu i powietrza w temperaturze $T = 21\text{ °C}$

Fig. 8.7.1. Comparison of theoretical sound velocity (solid line) with measured sound velocity (line with points) in helium–air mixture at $T = 21\text{ °C}$

Pomiar rozkładu koncentracji helu przeprowadzono w pionowym kanale kołowym o średnicy 0,29 m, w którym hel wypływał z dyszy o średnicy 0,09 m umieszczonej w dolnej części kanału przy jego brzegu.

Na rysunku 8.7.2 przedstawiono układ pomiarowy oraz zdjęcie modelu tomografu ultradźwiękowego użytego podczas badań.



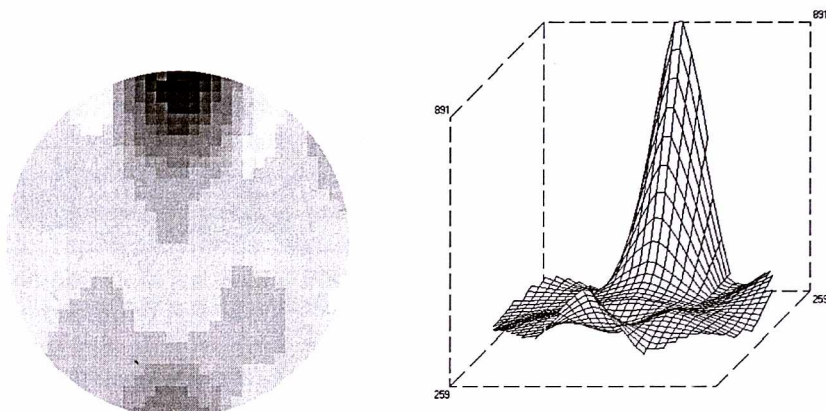
Rys. 8.7.2. Układ pomiarowy tomografu ultradźwiękowego:
a) sposób rozmieszczenia przetworników ultradźwiękowych, b) widok tomografu [8.17]

Fig. 8.7.2. Measuring setup of ultrasonic tomograph:
a) arrangement of ultrasonic transducers, b) tomograph view [8.17]

Część pomiarowa tomografu składa się z 12 przetworników umieszczonych na obwodzie kanału kołowego, zespołu wzmacniaczy liniowych, komparatorów poziomu sygnału, liczników czasu przejścia sygnałów ultradźwiękowych oraz mikrokontrolera przekazującego dane pomiarowe do komputera.

Na rysunku 8.7.3 przedstawiono w postaci graficznej wyniki rekonstrukcji obrazu otrzymanego na podstawie pomiaru lokalnych wartości prędkości dźwięku na drodze między poszczególnymi przetwornikami na całej powierzchni przekroju kanału pomiarowego. Czarny obszar na obrazie dwuwymiarowym i najwyżej położony punkt na

obrazie pseudotrójwymiarowym odpowiadają zmierzonej maksymalnej wartości dźwięku $c_{\max} = 891$ m/s; prędkości tej odpowiada udział objętościowy helu w powietrzu równy około 95% [8.17].

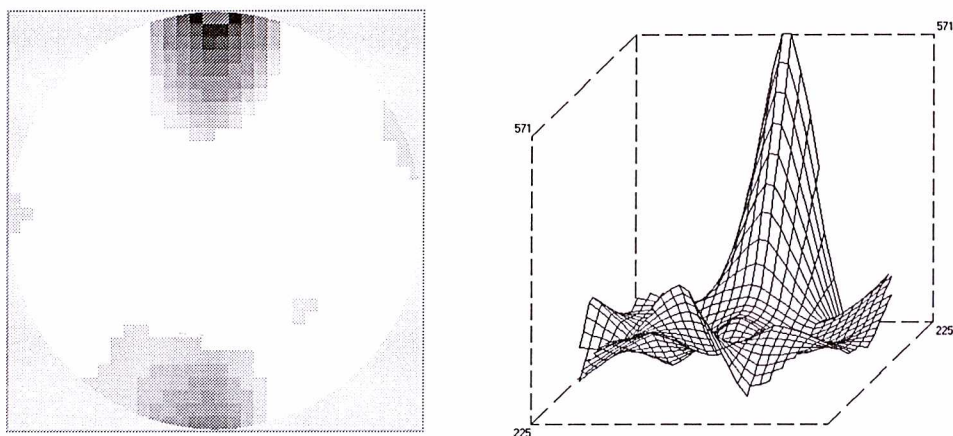


Rys. 8.7.3. Rekonstrukcja obrazu przepływu helu w kanale [8.17]

Fig. 8.7.3. Image reconstruction of helium flow in channel [8.17]

Badania zawartości helu w powietrzu (lub jedynie wykrywanie jego obecności w powietrzu) przeprowadzane były pod kątem możliwości zastosowania metody ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej w laboratorium CERN w Szwajcarii, gdzie ciekły hel jest wykorzystywany jako środek chłodzący w akceleratorze. Wyciek helu z instalacji kriogenicznej (np. w tunelu akceleratora) jest niezwykle niebezpieczny dla obsługi (ze względu na znaczny deficyt tlenu w okolicy wycieku). Pomiar ultradźwiękowy zawartości helu w powietrzu stanowi alternatywę dla stosowanych metod pomiaru tlenu za pomocą ogniw elektrochemicznych: jest wygodny, nieinwazyjny i bardzo szybki. Wstępne badania w CERN potwierdziły dużą skuteczność metody ultradźwiękowej oraz jej wystarczającą dokładność. 15-procentowa koncentracja helu w powietrzu powoduje wzrost prędkości dźwięku o 28 m/s (tj. ok. 8%), co przy dokładności pomiaru prędkości dźwięku w powietrzu rzędu 0,1 m/s czyni tę metodę bardzo atrakcyjną.

W tym samym układzie pomiarowym przeprowadzono również pomiary przepływu gorącego strumienia powietrza o temperaturze $T = 280$ °C, który wypływał z prędkością 2,56 m/s z nagrzewnicy umieszczonej w podobny sposób jak dysza z helem. Na podstawie pomiarów lokalnych wartości prędkości propagacji fali ultradźwiękowej i przeprowadzonej na ich podstawie rekonstrukcji obrazu uzyskano rozkład temperatury na całej powierzchni przekroju kanału pomiarowego. Na rysunku 8.7.4 przedstawiono zrekonstruowany obraz tego rozkładu: czarny obszar na obrazie dwuwymiarowym i najwyższa wartość prędkości na obrazie trójwymiarowym odpowiadają temperaturze $T = 240$ °C.



Rys. 8.7.4. Rekonstrukcja obrazu przepływu gorącego powietrza w kanale [8.17]

Fig. 8.7.4. Image reconstruction of hot air flow in channel [8.17]

Pomiary i otrzymane obrazy w pełni potwierdziły przydatność opracowanych przez autora przetworników ultradźwiękowych do pomiarów tomograficznych w ośrodkach gazowych. Przetworniki te wyposażone są w warstwę dopasowującą, która jest odporna na działanie większości spotykanych gazów i ich mieszanin. Praca przetworników w warunkach występowania wysokich temperatur i (lub) agresywnych chemicznie gazów wymaga zastosowania odpowiednich żywic termo- lub chemo-utwardzalnych, zapewniających właściwe działanie układu ceramika piezoelektryczna-warstwa dopasowująca. Pewne ograniczenie narzuca tu temperatura punktu Curie ceramiki piezoelektrycznej, powyżej której następuje depolaryzacja ceramiki i tym samym utrata jej właściwości piezoelektrycznych. Niedogodność tę można zmniejszyć, zapewniając odpowiednie chłodzenie przetworników – dotyczy to zwłaszcza pomiarów w kominach lub we wnętrzach kotłów.

(Autor wyraża podziękowanie pracownikom Instytutu Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów za udostępnienie materiałów źródłowych i zgodę na ich publikację).

8.8. SKANINGOWA MIKROSKOPIA AKUSTYCZNA Z GAZOWYM OŚRODKIEM SPRZĘGAJĄCYM

8.8.1. WPROWADZENIE

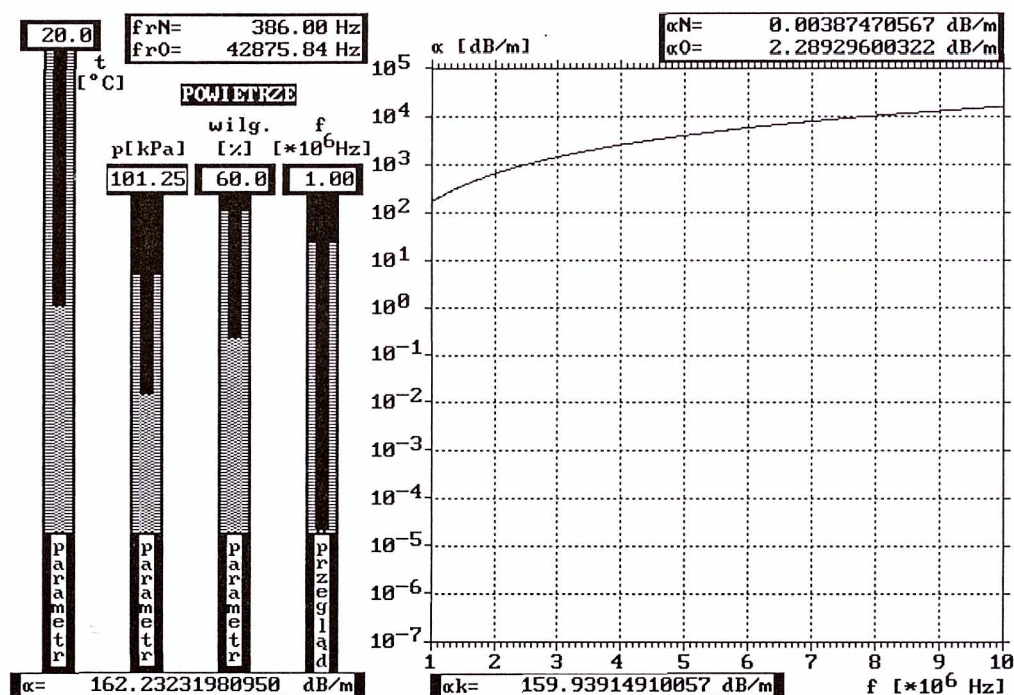
Skaningowa mikroskopia akustyczna (*Scanning Acoustic Microscopy – SAM*) jest znaną metodą badawczą, pozwalającą na wizualizację struktury wewnętrznej różnych obiektów (prezentacja typu B i C), na wykrywanie małych zmian odległości (nawet

poniżej 0,1 nm), a także na wyznaczanie wielu różnych parametrów fizycznych, takich jak np. stałe sprężystości pojedynczych kryształów [8.98] czy innych mechanicznych parametrów ciał stałych lub cieczy [8.58]. Coraz większe znaczenie ma również zastosowanie mikroskopii ultradźwiękowej w biologii i medycynie [8.52, 8.60, 8.63, 8.71]. Mikroskop skaningowy, w odróżnieniu od pierwszych mikroskopów akustycznych (działających na zasadzie kamery dającej obraz dwuwymiarowy), pozwala na otrzymywanie obrazów o znacznie lepszej jakości. Wynika to ze sposobu uzyskiwania obrazu – obrazy punktów zawsze zbierane są na osi badanego obiektu. Pozwala to na zminimalizowanie zniekształceń, a uzyskany obraz końcowy tworzony jest z elementarnych punktów, podobnie jak w obrazie telewizyjnym.

Ze względu na stosunkowo małe tłumienie fal ultradźwiękowych w cieczach, najczęściej spotykanym ośrodkiem sprzęgającym przetwornik ultradźwiękowy z badanym obiektem jest woda. Ponieważ tłumienie fal ultradźwiękowych rośnie ze wzrostem częstotliwości, która z kolei decyduje o rozdzielczości, dążenie do zwiększenia rozdzielczości mikroskopu prowadzi zawsze do zmniejszenia odległości między przetwornikiem ultradźwiękowym (ukształtowanym zwykle w postaci soczewki) i badanym obiektem. I tak na przykład w mikroskopie pracującym na częstotliwości 1,2 GHz w wodzie, typowa odległość między soczewką ultradźwiękową a badanym obiektem wynosi ok. 50 μm . Nie jest to zasadniczą wadą takiego mikroskopu, jednak w niektórych przypadkach niezbędna jest znacznie większa odległość (np. w zastosowaniach w robotyce). Użycie powietrza jako ośrodka transmisyjnego w znacznym stopniu rozwiązuje ten problem, ponieważ prędkość fal ultradźwiękowych (a tym samym długość fali) jest około 5 razy mniejsza w powietrzu niż w wodzie. Stanowi to częściową rekompensatę możliwości stosowania wyższych częstotliwości, które mogą być stosowane w mikroskopie z ciekowym ośrodkiem sprzęgającym (taka samą rozdzielczość można uzyskać stosując niemal 5-krotnie niższą częstotliwość).

Mikroskopia ultradźwiękowa wymaga stosowania przetworników ultradźwiękowych ogniskujących wiązkę, pracujących na możliwie najwyższych częstotliwościach. W przypadku mikroskopu ultradźwiękowego, w którym ośrodkiem sprzęgającym między przetwornikiem a badanym obiektem jest powietrze, pojawia się zasadniczy problem dopasowania impedancji akustycznej przetwornika do impedancji powietrza. Problem ten jest tym większy, im wyższa jest częstotliwość fali ultradźwiękowej generowanej przez przetwornik.

Z przedstawionego w rozdz. 2 komputerowego modelu łącza ultradźwiękowego w powietrzu (KML), pozwalającego na obliczanie tłumienia w pełnym zakresie częstotliwości ultradźwiękowych wynika, że na przykład dla częstotliwości 1 MHz współczynnik tłumienia wynosi ok. 160 dB/m. Na rysunku 8.8.1 przedstawiono wyznaczoną za pomocą programu KML charakterystykę tłumienia w powietrzu w warunkach normalnych.



Rys. 8.8.1. Charakterystyka tłumienia fali ultradźwiękowej w funkcji częstotliwości, przy założonej temperaturze i wilgotności, obliczona za pomocą programu KML

Fig. 8.8.1. Characteristic of ultrasonic wave attenuation depending on its frequency at assumed temperature, pressure and humidity calculated with KML software

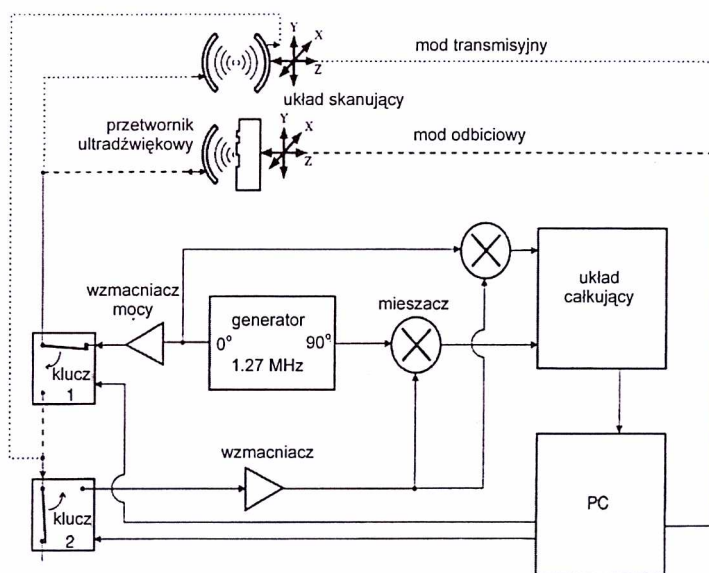
Przetwornik przystosowany do pracy w mikroskopie akustycznym musi gwarantować odpowiedni poziom sygnału akustycznego w powietrzu, który mogą zapewnić przetworniki piezoelektryczne (mimo znacznych strat na przetwarzanie elektroakustyczne). W praktyce, częstotliwości fal ultradźwiękowych generowanych przez przetworniki piezoelektryczne przystosowane do pracy w powietrzu, pracujące w modzie podstawowym drgań, wynoszą poniżej 2 MHz [8.27, 8.93]. Dla częstotliwości powyżej 2 MHz stosowane są zwykle przetworniki pojemnościowe o złożonych i kosztownych technologiach wytwarzania (np. [8.59]).

8.8.2. UKŁAD POMIAROWY SKANINGOWEGO FAZOCZULEGO MIKROSKOPU AKUSTYCZNEGO Z GAZOWYM OŚRODKIEM SPRĘGAJĄCYM

Skaningowa fazoczuła mikroskopia akustyczna PSAM (ang: *Phase Sensitive Scanning Acoustic Microscopy*) jest stosunkowo nowym rodzajem mikroskopii ultradźwiękowej [8.12, 8.28, 8.84, 8.88], która swój rozwój zawdzięcza m.in. grupie badawczej kierowanej przez prof. W. Grilla pracującej w *Physikalisches Institut*,

J.W. Goethe – Universität, Frankfurt am Main (obecnie w *Institut für Experimentelle Physik II, Universität Leipzig*). Istniejący tam wysokiej klasy mikroskop ultradźwiękowy wykorzystywany jest do badań struktury wewnętrznej różnych ośrodków, głównie stałych. W celu uzyskania określonych obrazów struktur wewnętrznych niezbędne jest stosowanie ciekłego ośrodka sprzęgającego między źródłem ultradźwiękowym a badanym obiektem.

W 1995 roku, dzięki otrzymanemu przez autora stypendium w ramach DAAD (*Deutsche Akademische Austausch Dienst*) powstała możliwość częściowego wykorzystania istniejącego we Frankfurcie mikroskopu do prac nad nowym rodzajem mikroskopii ultradźwiękowej, w której w miejsce dotychczas stosowanych przetworników ultradźwiękowych promieniujących energię do cieczy zastosowano przetwornik ultradźwiękowy pracujący w powietrzu. Uproszczoną wersję schematu blokowego takiego mikroskopu mogącego pracować zarówno w układzie transmisyjnym, jak i w układzie odbiciowym przedstawiono na rys. 8.8.2 [8.30].



Rys. 8.8.2. Schemat blokowy skaningowego fazoczułego mikroskopu ultradźwiękowego pracującego z gazowym ośrodkiem sprzęgającym przy częstotliwości 1,27 MHz [8.30]

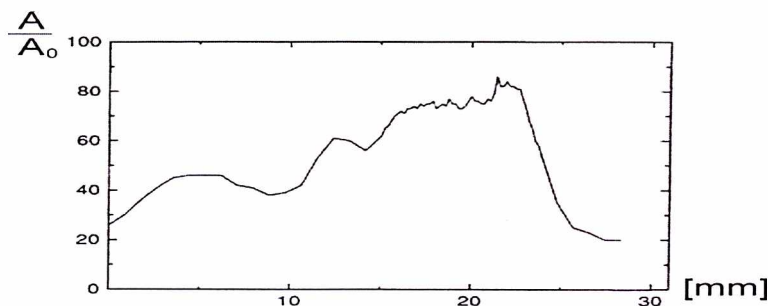
Fig. 8.8.2. Block diagram of phase-sensitive ultrasonic scanning microscope operating in gaseous coupling medium at frequency of 1.27 MHz [8.30]

Zasada działania mikroskopu oparta jest na odpowiednim skorelowaniu dwóch składowych sygnału odbitego z dwoma sygnałami z generatora, przesuniętymi w fazie o 90° . Z otrzymanych dwóch nowych sygnałów, po procesie przetwarzania danych, otrzymuje się obrazy amplitudowe i fazowe badanych obiektów. Różnica faz między

sygnałami nadawanym i odbieranym jest związana bezpośrednio z odległością między przetwornikiem ogniskującym wiązkę ultradźwiękową a badanym obiektem. Zmiana różnicy fazy pozwala obliczyć zmianę wysokości obiektu w badanym punkcie. Do akwizycji danych pomiarowych zastosowano specjalny, dwukanałowy układ całkujący (tzw. *boxcar integrator*) działający w określonym przedziale czasowym, opóźnionym w stosunku do momentu wyzwalania generatora. Przetwornik ultradźwiękowy był pobudzany sygnałem 30-okresowym (typu *burst*) o napięciu $4 V_{p-p}$, z udziałem klucza 1. Klucz 2, działający z opóźnieniem (w celu uniknięcia przesterowania wzmacniacza), zostaje wykorzystany do detekcji sygnału odbitego od badanego obiektu. Faza sygnału na wyjściu 90° generatora pobudzającego jest porównywana z fazą na wyjściu 0° generatora w celu kompensacji małych przesunięć fazowych wprowadzanych przez oba wzmacniacze.

Obszar skanowania wynosił $\Delta x = \Delta y = 9$ mm (512×512 punktów) dla wszystkich badanych obiektów, przy czym jego mały fragment (1 mm $\times$ 9 mm) był wykorzystany do określenia sygnału odniesienia (do kompensacji dryftu zera w rejestrowanych sygnałach). Ten wąski pasek jest widoczny na wszystkich otrzymywanych obrazach.

Na rysunkach 8.8.3 i 8.8.4 przedstawiono charakterystyki promieniowania przetwornika zmierzone za pomocą drugiego, identycznego przetwornika w układzie transmisyjnym mikroskopu. Charakterystyka przedstawiona na rys. 8.8.3 pokazuje jak zmienia się amplituda napięcia na przetworniku wraz ze zmianą odległości z między przetwornikami, tj. podczas przesuwu wzdłuż ich osi symetrii ($x = 0$, $y = 0$). Jest to tzw. funkcja $V(z)$ [8.62] zmierzona w układzie transmisyjnym.



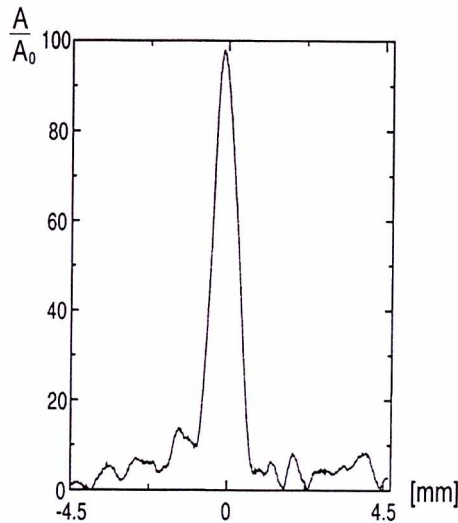
Rys. 8.8.3. Charakterystyka $V(z)$ przetwornika zmierzona w układzie transmisyjnym mikroskopu [8.30]

Fig. 8.8.3. Characteristic $V(z)$ of transducer measured in transmission setup of microscope [8.30]

Funkcja $V(z)$ często służy do charakteryzowania materiału badanego za pomocą mikroskopu akustycznego z cieczą sprzęgającą. Na jej podstawie można wyznaczać na przykład prędkości fazowe różnych modów drgań powstałych w badanym materiale [8.58, 8.62].

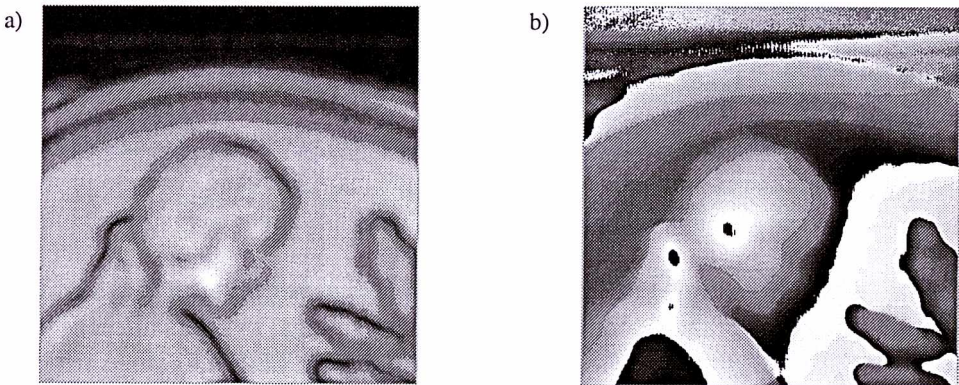
Na rysunku 8.8.4 przedstawiono charakterystykę amplitudową przetwornika zmierzoną w odległości $z = 22$ mm pomiędzy dwoma przetwornikami w układzie transmi-

syjnym. Skanowanie przeprowadzano dla $\Delta x = \Delta y = \pm 4,5$ mm przy osiowo symetrycznym ustawieniu obu przetworników. Jest rzeczą oczywistą, że charakterystyka będąca splotem charakterystyk dwóch przetworników nie reprezentuje rzeczywistej rozdzielczości poprzecznej mikroskopu, która będzie rozważana oddzielnie. Całkowita strata energii dla przetwornika ogniskującego wiązkę, mierzona w układzie transmisyjnym w odległości $z = 22$ mm między przetwornikami, wynosiła około 46 dB.



Rys. 8.8.4. Charakterystyka amplitudowa promieniowania przetwornika w odległości $z = 22$ mm od przetwornika odbiorczego (przekrój poprzeczny w osi promieniowania) [8.30]

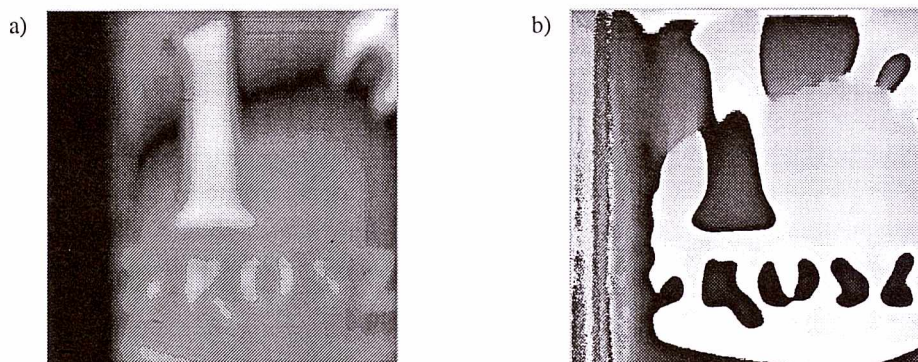
Fig. 8.8.4. Amplitude characteristic of transducer radiation at distance $z = 22$ mm from receiving transducer (transverse cross-section at radiation axis) [8.30]



Rys. 8.8.5. Obrazy: a) amplitudowy, b) fazowy monety pięćdziesięciopfenigowej [8.30]

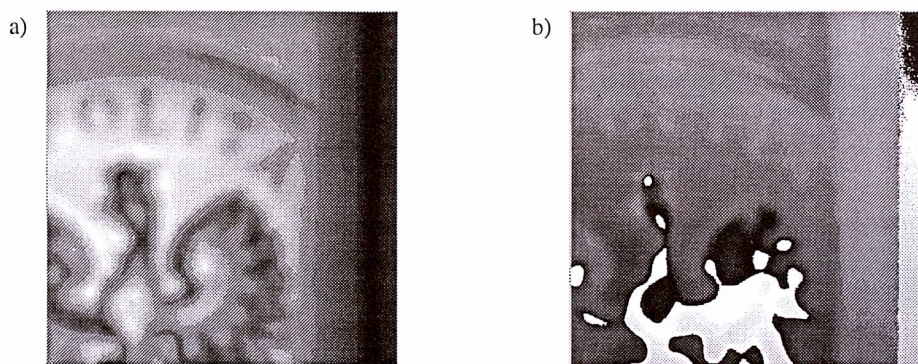
Fig. 8.8.5. Amplitude a) and phase b) images of 50-pfennig coin [8.30]

Jak wspomniano wcześniej, z dwóch sygnałów skorelowanych z wyjściem generatora 0° i 90° po odpowiedniej obróbce danych uzyskuje się obrazy amplitudowe i fazowe powierzchni badanych obiektów. Na rysunkach 8.8.5, 8.8.6, 8.8.7 przedstawiono przykłady takich obrazów dla dwóch obiektów. Na obrazie amplitudowym unormowana amplituda zmienia się w zakresie od $a_{\min}$ (kolor czarny) do $a_{\max}$ (kolor biały). Obraz fazowy zawiera skoki fazy (linia graniczna) od czerni do bieli. Zakres zmian skali szarości odpowiada zmianie odległości równej $131\text{ }\mu\text{m}$.



Rys. 8.8.6. Obrazy: a) amplitudowy, b) fazowy monety jednogroszowej

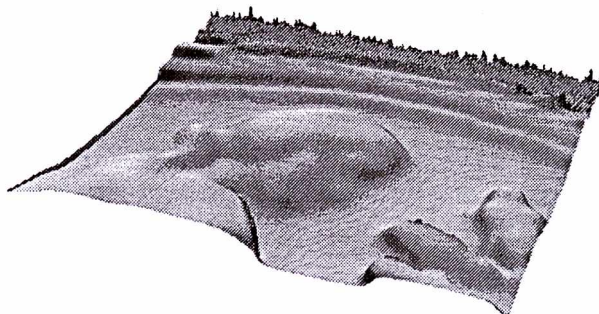
Fig. 8.8.6. Amplitude a) and phase b) images of 1-grosz coin



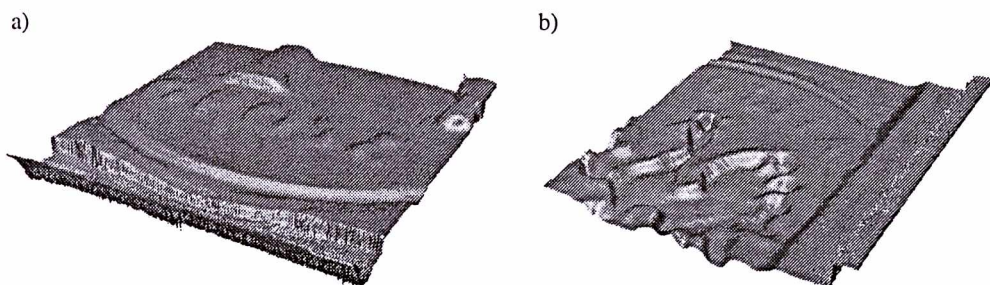
Rys. 8.8.7. Obrazy: a) amplitudowy, b) fazowy rewersu monety jednogroszowej

Fig. 8.8.7. Amplitude a) and phase b) reverse of 1-grosz coin

Obraz fazowy pozwala na konstruowanie obrazów pseudotrójwymiarowych (pseudo-3D). Zmianie fazy (modulo- 2π) odpowiada zmiana wysokości (modulo- $\lambda/2$ w układzie odbiciowym mikroskopu). Obrazy zmian wysokości mogą być tworzone jedynie wówczas, gdy zmiana fazy sąsiadujących z sobą punktów pomiarowych jest mniejsza od π . Obraz pseudo-3D otrzymany z obrazu pokazanego na rys. 8.8.5b przedstawiono na rys. 8.8.8.



Rys. 8.8.8. Obraz pseudo-3D otrzymany z obrazu fazowego przedstawionego na rys. 8.8.5 [8.30]
Fig. 8.8.8. Pseudo-3D image of phase image presented in Fig. 8.8.5 [8.30]



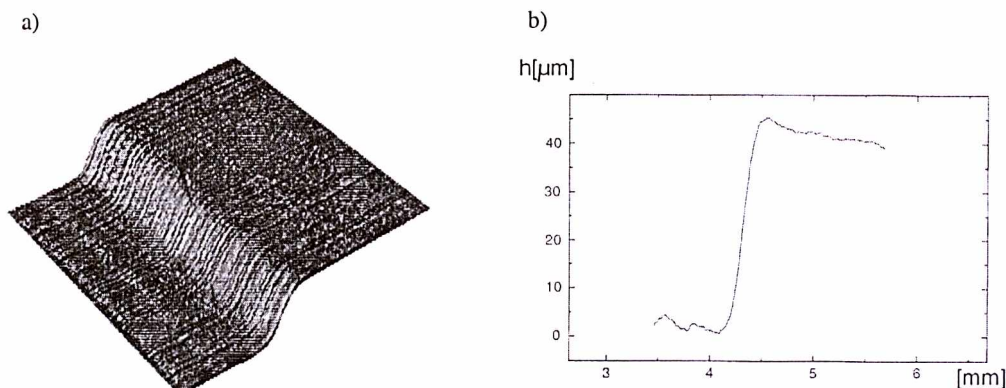
Rys. 8.8.9. Obrazy pseudo-3D monety jednogroszowej: a) awers, b) rewers
Fig. 8.8.9. Pseudo-3D images of 1-grosz coin: a) abverse, b) reverse

Inne przykłady pseudotrójwymiarowych obrazów monet przedstawiono na rys. 8.8.9. Porównując oba obrazy można zauważyć błąd rekonstrukcji godła na rewersie monety jednogroszowej, podczas gdy cyfra „1” na awersie monety jest zrekonstruowana prawidłowo. Wynika on z tego, że wysokość godła na rewersie monety jest większa niż $1/4$ długości stosowanej fali ultradźwiękowej, a zakres zmian fazy między sąsiednimi punktami dla godła jest większy niż π , co spowodowało niejednoznaczność odczytu znaku skoku fazy. Ten rodzaj błędu nie występuje, jeśli pomiędzy sąsiednimi punktami pomiarowymi nie ma gwałtownych zmian wysokości badanego obiektu, pozwala to bowiem na śledzenie powolnych zmian fazy, zastosowanie odpowiedniej korekcji i prawidłową rekonstrukcję powierzchni badanego obiektu.

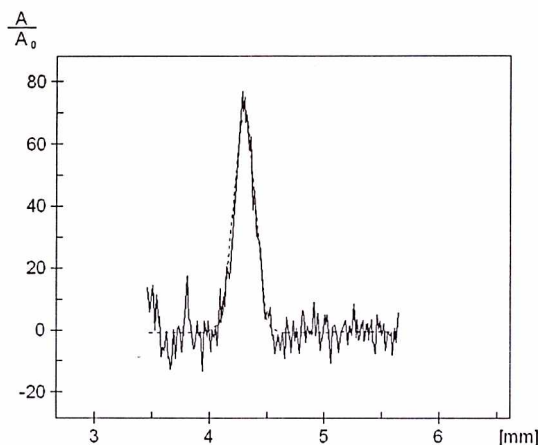
8.8.3. ROZDZIELCZOŚĆ MIKROSKOPU Z GAZOWYM OŚRODKIEM SPRZĘGAJĄCYM

Rozdzielczość mikroskopu zależy przede wszystkim od częstotliwości fali ultradźwiękowej oraz od dokładności zogniskowania wiązki. Ponieważ w praktyce ocena dokładności zogniskowania jest bardzo trudna, w celu określenia rozdzielczości mikroskopu można posłużyć się odpowiednimi obiektami testującymi. Najprostszym takim

obiektem jest ostra krawędź o niewielkim skoku wysokości. Na rysunku 8.8.10a przedstawiono pseudotrójwymiarowy obraz krawędzi o wysokości 35 μm .



Rys. 8.8.10. Obraz pseudotrójwymiarowy krawędzi (a) i otrzymana z obrazu linia przekroju (b) [8.30]
Fig. 8.8.10. Pseudo-3D image of edge (a) and corresponding cross-section line (b) [8.30]



Rys. 8.8.11. Pierwsza pochodna linii przekroju z rys. 8.8.10b – linia ciągła i odpowiadająca jej krzywa Gaussa (linia przerywana) [8.30]

Fig. 8.8.11. The first spatial derivative of cross-section line depicted in Fig. 8.8.10b – continuous curve and the corresponding Gaussian curve (broken curve) [8.30]

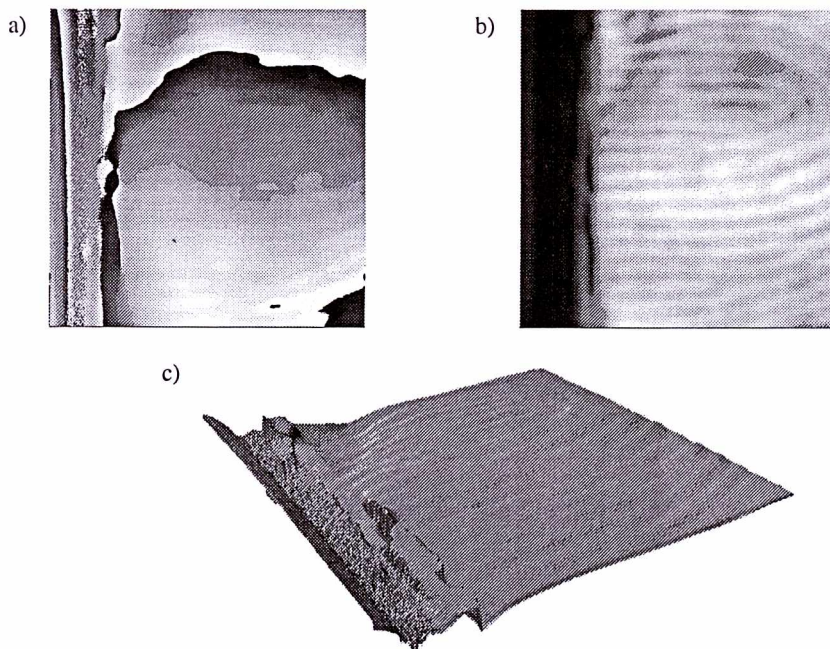
Z przedstawionego na rysunku 8.8.10b przekroju reprezentującego jedną linię z zrekonstruowanego obrazu krawędzi można wyznaczyć pochodną, pozwalającą na określenie rozdzielczości poprzecznej. Na rysunku 8.8.11 przedstawiono wykres tej pochodnej wraz z odpowiadającą jej krzywą Gaussa.

Szerokość krzywej Gaussa pozwala na wyznaczenie rozdzielczości poprzecznej. Rozdzielczość ta wynosi około 230 μm i jest niemal 3 razy lepsza od znanej z literatu-

ry [8.50], i niemal całkowicie zgodna z rozdzielczością teoretyczną wynikającą z kryterium Abbe [8.11, 8.12]:

$$\delta_A = 0,61\lambda/\sin\vartheta. \quad (8.8.1)$$

Dla częstotliwości $f = 1,27$ MHz i $\vartheta = 40^\circ$ rozdzielczość ta wynosi $\delta_A = 235$ μm . Oznacza to wysoką jakość wykonanego przetwornika, którego właściwości ogniskujące są zgodne z oczekiwanymi (por. rozdz. 5.2).



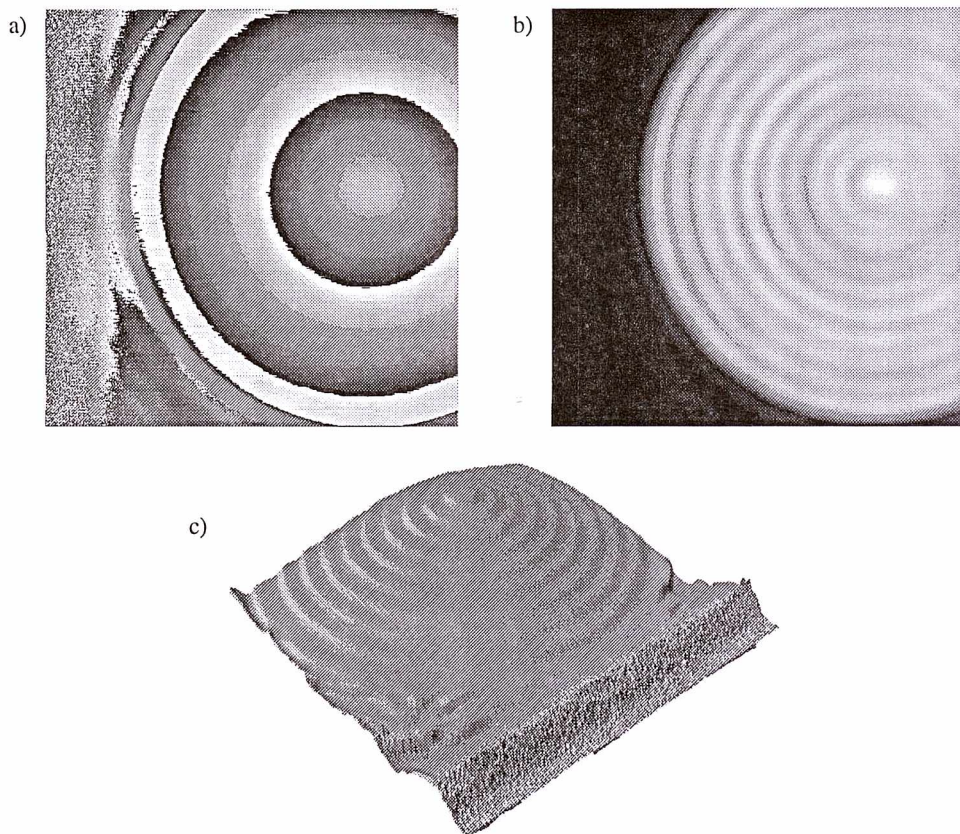
Rys. 8.8.12. Obraz odcisku palca w parafinie:
a) rozkład fazy, b) rozkład amplitudy, c) prezentacja pseudo-3D

Fig. 8.8.12. Image of fingerprint in wax:

a) phase image, b) amplitude image, c) pseudo-3D image

Rozdzielczość wzdłużna (rozumiana jako zdolność wykrywania zmian odległości w kierunku osi z) jest ściśle związana z dokładnością określania kąta fazowego. Zakładając, że dokładność „rozpoznawania” fazy jest równa $0,1^\circ$ (taka dokładność odpowiada 3×10^{-4} wartości 2π lub 12-bitowej rozdzielczości dla wartości 2π i jest w pełni osiągalna podczas pomiaru fazy) otrzymujemy wartość $\delta_z \approx 40$ nm. Do pomiaru tak małych zmian odległości niezbędna jest maksymalna redukcja szumów. Z analizy rysunku 8.8.10 wynika, że zmiana wysokości o 1 μm jest w pełni zauważalna. Szacowana rozdzielczość pomiarowa wynikająca z dokładności pomiaru fazy może być uzyskana wtedy, gdy w czasie pomiaru zapewniony będzie przynajmniej 40-decybelowy stosunek sygnału do szumu.

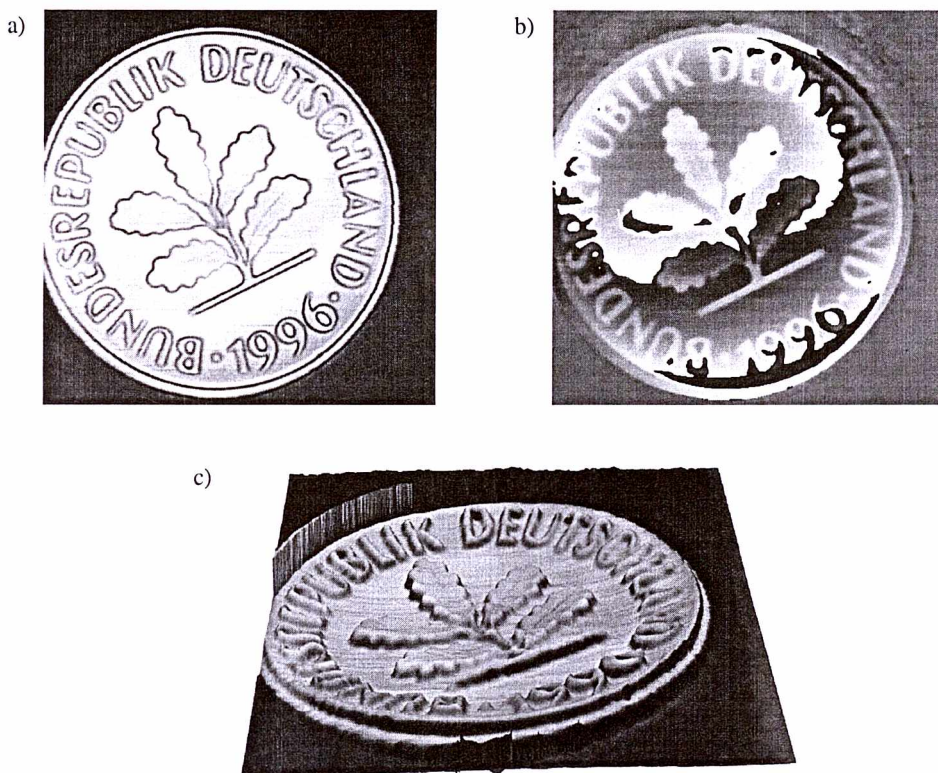
W celu lepszego zilustrowania możliwości wizualizacji struktur powierzchniowych za pomocą omawianego mikroskopu na rys. 8.8.12, 8.8.13, 8.8.14 przedstawiono wyniki badań kilku innych obiektów. Na uwagę zasługuje tu zwłaszcza obraz profilu linii papilarnych woskowego odcisku palca, przedstawiony na rys. 8.8.12. Widoczne na obrazie warstwy odpowiadają zmierzonym zmianom fazy, które mogą być wykorzystane np. do lepszej identyfikacji osobniczej. Na rysunku 8.8.13a widoczne są wyraźnie dwa skośki fazy ze względu na znaczną wysokość badanego obiektu.



Rys. 8.8.13. Obraz stożka schodkowego: a) rozkład fazy, b) rozkład amplitudy, c) prezentacja pseudo-3D
 Fig. 8.8.13. Stepped cone image: a) phase image, b) amplitude image, c) pseudo-3D image

Analiza obrazu fazowego pozwala z dużą dokładnością ocenić nierównomierność powierzchni badanego obiektu. Położenie pionowe każdego piksela na obrazie pseudo-3D wynika z precyzyjnego obrazu fazowego, natomiast jasność pikseli jest proporcjonalna do zmierzonej amplitudy sygnału odbitego. Jakość otrzymanych obrazów potwierdza wysoką jakość i dokładność wykonania przetwornika ultradźwiękowego, pozwalającą na uzyskanie oczekiwanej rozdzielczości.

Dalsze prace prowadzone z wykorzystaniem opracowanego przez autora przetwornika doprowadziły do 4-krotnej poprawy rozdzielczości: poniżej 10 nm, a najlepszą uzyskaną rozdzielczość oszacowano na 3 nm! [8.56, 8.57]. Było to możliwe dzięki zastosowaniu dodatkowego układu modulacji fazy sygnału odbitego od obiektu oraz izolacji termicznej układu pomiarowego. Na rysunku 8.8.14 przedstawiono obrazy amplitudowe i fazowe oraz obraz pseudotrójwymiarowy monety pięciofenigowej, uzyskane za pomocą zmodyfikowanego układu pomiarowego [8.54].



Rys. 8.8.14. Obrazy monety pięciofenigowej:

a) rozkład amplitudy, b) rozkład fazy, c) prezentacja pseudo-3D [8.54]

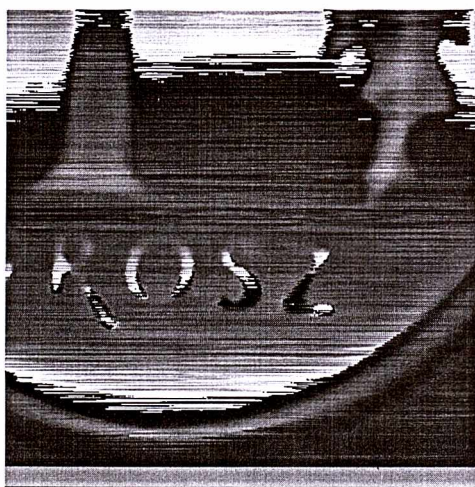
Fig. 8.8.14. Images of 5-pfennig coin:

a) amplitude image, b) phase image, c) pseudo-3D image [8.54]

Z późniejszych doniesień literaturowych dotyczących wyników uzyskiwanych przez innych autorów w zakresie mikroskopii ultradźwiękowej z powietrzem jako ośrodkiem sprężającym wynika, że otrzymanej dotychczas przez autora rozdzielczości (zarówno poprzecznej, jak i podłużnej), przy częstotliwości $f \approx 1$ MHz, nie udało się nikomu uzyskać (por. [5.29, 8.92]).

8.8.4. INNE MOŻLIWOŚCI WYKORZYSTANIA MIKROSKOPU AKUSTYCZNEGO Z GAZOWYM OŚRODKIEM SPRZĘGAJĄCYM

Przedstawione dotychczas przykłady wizualizacji struktur powierzchniowych nie wyczerpują wszystkich możliwości omawianego mikroskopu. Wszystkie obrazy otrzymano w warunkach separacji układu przetwornik ultradźwiękowy–badany obiekt od otoczenia umieszczając go w zamkniętej osłonie. Ze względu na stosowaną w mikroskopie częstotliwość, układ pomiarowy nie wymaga w zasadzie izolacji akustycznej – wpływ szumu otoczenia na jakość uzyskiwanych obrazów jest pomijalnie mały. Istotne znaczenie ma zapewnienie takich warunków pomiaru, aby wyeliminowany został wszelki ruch powietrza, który w istotny sposób wpływa na jakość obrazu. Na rysunku 8.8.15 przedstawiono wynik pomiaru fragmentu monety jednogroszowej umieszczonej w przestrzeni otwartej (jest to historycznie pierwszy obraz fazowy uzyskany przez autora za pomocą nowego rodzaju mikroskopu!). W porównaniu z innymi, późniejszymi obrazami, na których brak wyraźnego śladu zakłóceń, ten rodzaj zakłóceń jest dominujący.

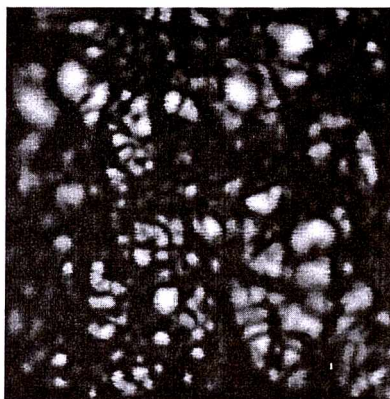


Rys. 8.8.15. Obraz fazowy monety jednogroszowej uzyskany podczas pomiaru w otwartej przestrzeni (uzyskany przez autora po raz pierwszy w laboratorium Instytutu Fizyki Uniwersytetu im. Goethego we Frankfurcie nad Menem) [8.30]

Fig. 8.8.15. Phase image of 1-grosz coin obtained in open air (author first time obtained it in laboratory of Institute of Physics, Goethe University, Frankfurt am Main, Germany) [8.30]

Warto zauważyć, że możliwość wykrywania takich „zakłóceń” związanych z ruchem powietrza w pomieszczeniu może być wykorzystana do pomiaru mikroprzepływów gazów w wielu instalacjach laboratoryjnych i przemysłowych. Dotyczy to zwłaszcza możliwości wykrywania nieszczelności w instalacjach przeznaczonych do przesyłania różnego rodzaju gazów niebezpiecznych, zwłaszcza wybuchowych.

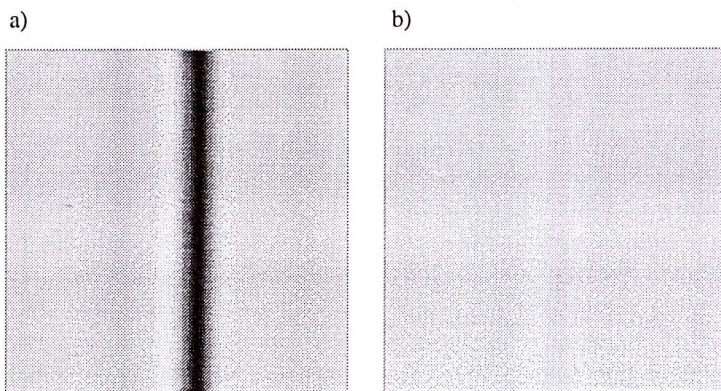
Zakres wykorzystania mikroskopu akustycznego pracującego w powietrzu znacznie się zwiększa wraz ze wzrostem stosowanej częstotliwości ultradźwiękowej. Ze względu na wymiary przetwornika ukształtowanego w postaci czaszy (głównie ze względu na jego grubość) wyższe częstotliwości mogą być generowane jedynie przy częstotliwościach harmonicznym, co znacznie zmniejsza poziom generowanych i odbieranych sygnałów. Pewnym rozwiązaniem problemu jest zastosowanie przetworników płaskich wyposażonych w płaskowklęsłe soczewki, które mogą pracować w powietrzu przy częstotliwościach rzędu 10 MHz. Dalsze zwiększanie częstotliwości wydaje się być niecelowe ze względu na duże tłumienie fal ultradźwiękowych w powietrzu (np. dla $f = 5$ MHz współczynnik tłumienia w powietrzu obliczony za pomocą programu KML wynosi około 4000 dB/m), stanowiące ograniczenie w stosowaniu tego typu mikroskopu. Pewne nadzieje wiązać jednak można z wykorzystaniem mikroskopu pracującego w układzie transmisyjnym [8.56]. Praca przy częstotliwości $f = 5$ MHz wymaga stosowania soczewki o promieniu krzywizny $r = 4$ mm. Badania różnych obiektów przy częstotliwości pracy $f = 5$ MHz w układzie transmisyjnym mikroskopu potwierdziły nowe możliwości tego typu mikroskopii, m.in. do badania bardzo cienkich materiałów. Na rysunku 8.8.16 przedstawiono obraz amplitudowy fragmentu pojedynczej kartki papieru zmierzonej w układzie transmisyjnym. Zmniejszona rozdzielczość obserwowana po lewej i prawej stronie obrazu wynika z niewielkiego pogorszenia ogniskowania wiązki związanego z krzywizną powierzchni obiektu w tym obszarze. Jasne miejsca na obrazie odpowiadają zmniejszonej grubości badanego obiektu, co pozwala wnioskować na przykład o występowaniu mikroszczelin lub niejednorodności materiału i może być wykorzystane podczas badania różnego rodzaju cienkich folii (np. papierów wartościowych, banknotów itp.) [8.92].



Rys. 8.8.16. Obraz amplitudowy fragmentu ($5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$) kartki papieru zmierzonej w modzie transmisyjnym przy częstotliwości $f = 5$ MHz [8.54]

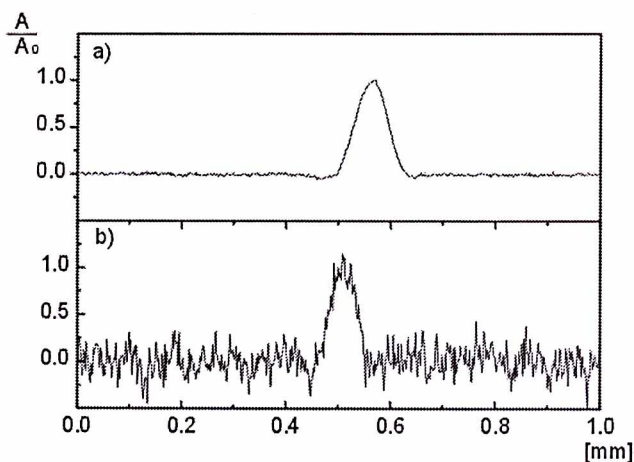
Fig. 8.8.16. Amplitude image of paper sheet ($5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$) measured in transmission mode at frequency $f = 5$ MHz [8.54]

Ocenę rozdzielczości poprzecznej mikroskopu pracującego w modzie transmisyjnym przeprowadzono mierząc włókna szklane o średnicach $d = 5 \mu\text{m}$ i $d = 50 \mu\text{m}$, umieszczone w płaszczyźnie ogniska soczewek przetworników. Otrzymany obraz amplitudowy badanych włókien przedstawiono na rysunku 8.8.17.



Rys. 8.8.17. Obraz amplitudowy ($1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$) włókien szklanych o średnicach: a) $d = 50 \mu\text{m}$, b) $d = 5 \mu\text{m}$, otrzymany w układzie transmisyjnym mikroskopu przy częstotliwości $f = 5 \text{ MHz}$ [8.54]

Fig. 8.8.17. Amplitude image ($1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$) of glass fibers of $50 \mu\text{m}$ (a) and $5 \mu\text{m}$ (b) diameters obtained in transmission setup of microscope at frequency $f = 5 \text{ MHz}$ [8.54]



Rys. 8.8.18. Amplituda sygnału na przetworniku odbiorczym mikroskopu uzyskana podczas pomiaru włókien szklanych o średnicy: a) $d = 50 \mu\text{m}$, b) $d = 5 \mu\text{m}$, usytuowanych poprzecznie do kierunku przemieszczania wiązki [8.54]

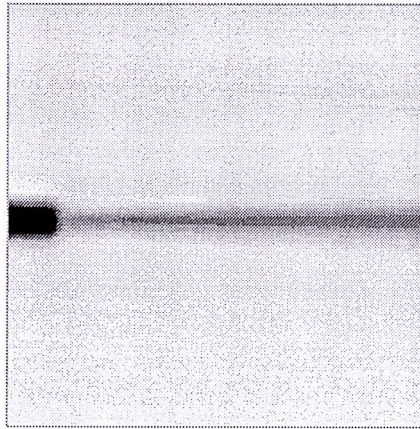
Fig. 8.8.18. Signal amplitude at the input of receiving transducer of microscope obtained during measurement of glass fibers of $50 \mu\text{m}$ (a) and $5 \mu\text{m}$ (b) diameters.

Fibers are placed across the direction of scanning beam [8.54]

Obliczona według wzoru (8.8.1) rozdzielczość wynosząca $\delta = 55 \mu\text{m}$ została potwierdzona eksperymentalnie. Przedstawione na rysunku 8.8.18 wykresy zmierzonych amplitud sygnału na przetworniku odbiorczym, otrzymanych podczas pomiaru włókien o średnicach jak na rys. 8.8.17, usytuowanych poprzecznie w stosunku do kierunku przemiatania wiązki ultradźwiękowej, pozwalają na oszacowanie rozdzielczości w granicach $\delta \approx 60 \mu\text{m}$.

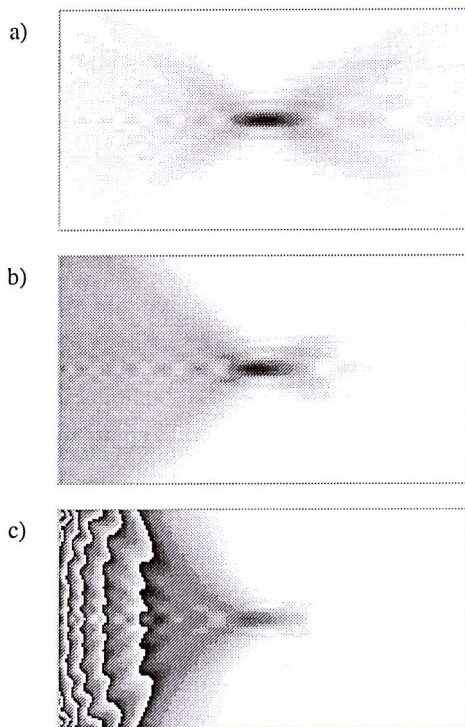
Jedną z innych możliwości zastosowania mikroskopu pracującego w powietrzu przy częstotliwości $f = 5 \text{ MHz}$ w układzie transmisyjnym przedstawiono na rys. 8.8.19. Otrzymany obraz wypływu powietrza z dyszy przedstawia kształt wypływającego strumienia oraz pozwala na ocenę równomierności wypływu; istnieje tu ponadto możliwość wykrywania zaburzeń przepływu.

Podjęto również próbę wykorzystania mikroskopu pracującego przy częstotliwości $f = 11 \text{ MHz}$, w którym zastosowano soczewkę akustyczną o średnicy $r = 1 \text{ mm}$. Z powodu niedoskonałości geometrycznej soczewki i warstwy dopasowującej nie udało się uzyskać spodziewanej poprawy jakości obrazów w stosunku do obrazów uzyskanych przy częstotliwości $f = 5 \text{ MHz}$. Komputerowa symulacja charakterystyk promieniowania przeprowadzona dla różnych wartości tłumienia, której wynik przedstawiono na rys. 8.8.20, oraz pomiary charakterystyk promieniowania układu przetwornik ultradźwiękowy–soczewka dokonane w układzie transmisyjnym mikroskopu wskazują, że ze wzrostem tłumienia maksimum gęstości energii występuje nie tylko w płaszczyźnie ogniska; istnieje szereg lokalnych maksimów amplitudy w różnej odległości od powierzchni soczewki.



Rys. 8.8.19. Obraz amplitudowy ($8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$) strugi powietrza uzyskany przy częstotliwości $f = 5 \text{ MHz}$ w układzie transmisyjnym mikroskopu (czarny fragment z lewej strony rysunku przedstawia dyszę, pozioma szara wiązka przedstawia strumień powietrza) [8.54]

Fig. 8.8.19. Amplitude image ($8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$) of air jet obtained at frequency $f = 5 \text{ MHz}$ in transmission setup of microscope (black fragment from left side of figure is a part of nozzle, while horizontal grey beam the air jet) [8.54]



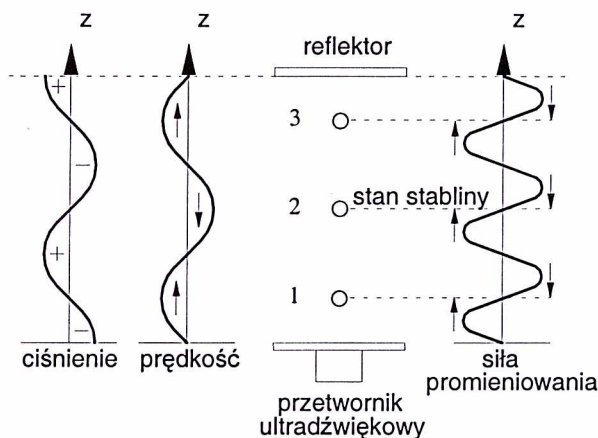
Rys. 8.8.20. Charakterystyka promieniowania przetwornika z ogniskowaniem wiązki w płaszczyźnie jego osi symetrii dla: a) $\alpha = 0$, b) $\alpha = 1$ dB/mm, c) $\alpha = 40$ dB/mm [8.54]
 Fig. 8.8.20. Radiation characteristic of transducer whose beam is focused in the plane of its axis of symmetry for: a) $\alpha = 0$, b) $\alpha = 1$ dB/mm, c) $\alpha = 40$ dB/mm [8.54]

Przy tak zróżnicowanej amplitudowo charakterystyce promieniowania wzdłuż osi z trudno oczekiwać poprawnych rekonstrukcji obrazów obiektów o zróżnicowanej topografii i być może jest to przyczyna braku poprawy jakości obrazów w stosunku do obrazów uzyskiwanych dla niższych częstotliwości.

8.9. DEMONSTRACJA ZJAWISKA LEWITACJI ULTRADŹWIEKOWEJ

Przedstawione w rozdziale 4.1 przetworniki należą do tej grupy elektromechanicznych źródeł ultradźwiękowych pracujących w ośrodkach gazowych, które pozwalają na wytwarzanie największych wartości natężeń fal akustycznych. Przetworniki te są zwykle wykorzystywane do zastosowań czynnych ultradźwięków, z których najważniejsze wydają się być aplikacje związane z szeroko rozumianą aglomeracją lub dyspersją cząstek znajdujących się w różnych ośrodkach gazowych (m.in. [8.22, 8.23, 8.65, 8.66, 8.67, 8.68, 8.85]). Do tej grupy należy zaliczyć także prace niepublikowane, związane z zastosowaniami o charakterze specjalnym. Znaczącym obszarem

zastosowań tych przetworników jest przemysł chemiczny i spożywczy związany z rozlewniami płynów pniących się [8.86] oraz z procesem dehydratyzacji (suszeniem) produktów żywnościowych [8.21], gdzie wykorzystywanie ultradźwięków o dużych natężeniach jest szczególnie uzasadnione (nie powoduje zmiany jakości tych produktów). Inne zastosowania dużych energii ultradźwięków w powietrzu dotyczą aparatury i urządzeń służących do odstraszania zwierząt (zwłaszcza gryzoni) oraz ptaków zagrażających bezpieczeństwu komunikacji lotniczej lub powodujących zanieczyszczenia w miejscach publicznych. Większość w/w zastosowań jest spotykana w świecie, w Polsce prowadzone są prace w tym zakresie na stosunkowo niewielką skalę; prace te prowadzone były również przez autora.



Rys. 8.9.1. Ciśnienie akustyczne, prędkość i siła lewitacji w polu ultradźwiękowej fali stojącej [8.89]
Fig. 8.9.1. Acoustic pressure, velocity and levitation force in the fields of ultrasonic standing wave [8.89]

Jednym ze sposobów kontroli stabilnej pracy przetworników ultradźwiękowych generujących duże natężenia akustyczne jest doprowadzenie do powstania fali stojącej i obserwacja zachowania się cząstek w obszarze pola tej fali [8.18, 8.19, 8.26]. Falę stojącą można uzyskać umieszczając w osi promieniowania, w odpowiedniej odległości od powierzchni promieniującej przetwornika, płytę odbijającą usytuowaną prostopadle do kierunku promieniowania. Jeśli ciśnienie akustyczne osiągnie taką wartość, że zrównoważona zostanie siłą przyciągania ziemskiego, to cząsteczki materii znajdujące się w polu fali stojącej przemieszczać się będą w kierunku węzłów fali ciśnienia, tj. do obszaru minimum energii potencjalnej. Przy stabilnej pracy przetwornika cząstki te „zawisną” w powietrzu (będą „lewitować”). Obserwacja zjawiska lewitacji ultradźwiękowej jest podobna do znanego w optyce zjawiska lewitacji małych cząstek w polu fali świetlnej czy takiego samego zjawiska obserwowanego w polu elektromagnetycznym na przykład dla nadprzewodzących cząstek niobu. Lewitacja w polu akustycznym ma przewagę w stosunku do wymienionych wyżej pól, gdyż jest

niezależna od rodzaju ośrodka lewitującego; właściwość ta jest wykorzystywana w wielu eksperymentach prowadzonych m.in. przez ośrodki badań kosmicznych [8.89, 8.97, 8.99], w badaniach procesu krystalizacji różnych związków chemicznych, układów wtysku paliwa, w badaniach mechaniki przepływów wokół kropli cieczy w warunkach stanu lewitacji, a także w pomiarach właściwości mechanicznych stabilnych i metastabilnych cieczy i materiałów biologicznych [8.1].

Na rysunku 8.9.1 przedstawiono parametry fali ultradźwiękowej: ciśnienie, prędkość oraz siłę promieniowania w polu fali stojącej.

Analiza teoretyczna zjawiska lewitacji jest jeszcze niekompletna. Brak precyzyjnego opisu matematycznego uwzględniającego wpływ wszystkich sił działających na obiekt znajdujący się w obszarze lewitacji. Jeśli obiekt o objętości V , gęstości ρ ma kształt kuli o promieniu r i znajduje się w ośrodku o gęstości ρ_0 , to wyrażenie na siłę promieniowania F działającą w kierunku z można zapisać w postaci [8.10]:

$$F = -V k \rho_0 \mathcal{V}^2 (Y + 1) \sin^2 kz, \quad (8.9.1)$$

gdzie: $Y = 3(\rho - \rho_0)/(2\rho + \rho_0)$ – funkcja gęstości,

$\mathcal{V}^2$ – amplituda prędkości akustycznej,

k – stała falowa.

Siła promieniowania działająca na obiekt zmienia się okresowo wzdłuż kierunku promieniowania. Maksimum tej siły występuje w połowie drogi między kolejnym węzłem i strzałką ciśnienia fali i dla obiektu o kształcie kuli wynosi:

$$F_{\max} = \pi k r^3 \rho_0 \mathcal{V}^2 \left\{ \frac{4(5\rho - 2\rho_0)}{3(2\rho + \rho_0)} \right\}. \quad (8.9.2)$$

Ze wzoru (8.9.2) wynika, że siła promieniowania zależy od promienia kuli w trzeciej potęgze i od kwadratu amplitudy prędkości (lub ciśnienia dźwięku). Dla obiektów o nieregularnych kształtach działanie siły promieniowania będzie niesymetryczne i spowoduje obrót lewitującego obiektu, co potwierdzają badania własne i doniesienia innych autorów [8.80].

Nieco inną zależność podaje E. Trinh i C. Hsu w pracy [8.94]. Według wymienionych autorów siłę akustyczną działającą na obiekt w kształcie kuli można określić równaniem:

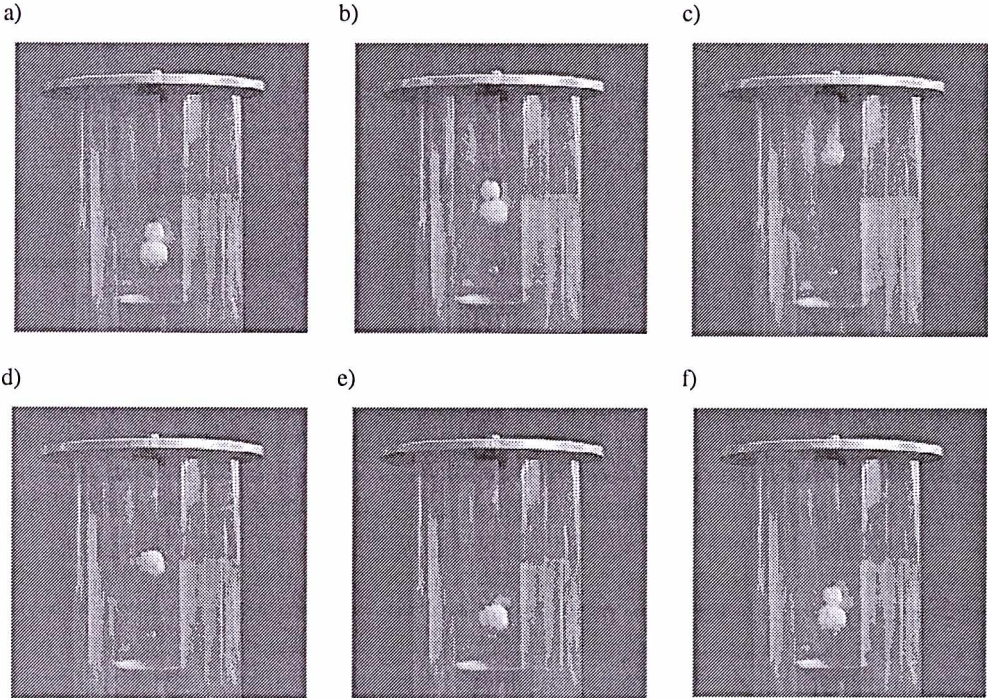
$$F = \pi k r^2 \frac{5P_0^2}{6\rho c^2} \sin(2kz), \quad (8.9.3)$$

gdzie: P_0 – amplituda ciśnienia akustycznego.

Analiza teoretyczna przeprowadzona przez H. Mitome, której wynik przedstawiono w pracy [8.80] w postaci wzoru na ciśnienie dźwięku w obszarze lewitacji z uwzględnieniem siły grawitacji g

$$p_{\max} = \sqrt{\frac{4}{5} \frac{\rho_0 c_0^2 g \rho}{k}} \quad (8.9.4)$$

proceeding leads to the conclusion, that the acoustic pressure required to obtain the levitation phenomenon is proportional to the square root of the density of both the medium and the levitating object. The dependence (8.9.3) differs in a significant way from the formula (8.9.1), however, as the authors state, it has been experimentally confirmed to a significant degree.



Rys. 8.9.2. Demonstracja zjawiska lewitacji ultradźwiękowej: a) dwie kulki styropianowe w drugim węźle fali stojącej, b) obie kulki przesunięte do trzeciego węzła, c) obie kulki przesunięte do czwartego węzła, d) kulki w węzłach trzecim i czwartym, e) kulki w węzłach drugim i czwartym, f) powrót kulek do drugiego węzła

Fig. 8.9.2. Demonstration of ultrasonic levitation phenomenon: a) two foamed polystyrene balls at the second node of standing wave, b) both balls shifted to the third node, c) both balls shifted to the fourth node, d) balls at the third and the fourth nodes, e) balls at the second and the fourth nodes, f) return of balls to the second node

On Figure 8.9.2 the result of one of the experiments conducted by the author illustrating the levitation phenomenon is presented. The source of the ultrasonic wave with a frequency $f = 20$ kHz was the transducer discussed in Chapter 4.3, equipped with a focusing sonotrode. In the field of the standing wave, two foamed polystyrene balls of different diameters and irregular surfaces were placed. From the calculations

według wzoru (8.9.3) wynika, że dla kulki styropianowej ($\rho = 20 \text{ kg/m}^3$) o średnicy 4 mm poziom ciśnienia niezbędny do zrównoważenia siły grawitacji powinien wynosić co najmniej 132 dB. Utrzymanie kulek w węzłach ciśnienia fali wymaga stabilnej pracy przetwornika (w odniesieniu do wytwarzanego poziomu natężenia dźwięku i częstotliwości), którą zapewnia układ dostrajania generatora do rezonansu mechanicznego przetwornika. Nieregularna powierzchnia kulek styropianowych sprawia, że powstaje moment obrotowy, który powoduje obracanie się kulek w płaszczyźnie poziomej oraz ich niewielką ruchliwość wzdłuż osi promieniowania (zjawisko to można szczególnie dokładnie obserwować na filmie przy zmniejszonej prędkości przesuwu poszczególnych klatek).

Na rysunkach 8.9.2a–f przedstawiono przemieszczanie się poszczególnych kulek wzdłuż osi promieniowania dla zmieniającego się natężenia fali ultradźwiękowej generowanej przez przetwornik pracujący w powietrzu. Regulacja mocy pozwala na obserwację zjawiska lewitacji obu kulek w kolejnych węzłach fali stojącej (rys. 8.9.2a, b, c) lub ich oddzielne „lewitowanie” w różnych węzłach (rys. 8.9.2d, e). Separację obu kulek uzyskuje się poprzez odpowiednią regulację mocy promieniowanej przez przetwornik.

Przy zapewnieniu stabilnej pracy przetwornika uzyskuje się stabilność zjawiska lewitacji jedynie w obszarze od dwóch do pięciu węzłów fali stojącej. W węźle znajdującym się w pobliżu przetwornika ze względu na niejednorodność pola akustycznego w obszarze pola bliskiego, zjawisko lewitacji jest niestabilne. W przypadku umieszczenia większej liczby obiektów lewitujących wystąpi efekt „cienia akustycznego” powodujący zmniejszenie ilości węzłów, w okolicy których można obserwować lewitację ultradźwiękową.

W ostatnich latach pojawiają się doniesienia dotyczące możliwości dalszego wykorzystania zjawiska lewitacji w praktyce (m.in. [8.47, 8.48, 8.49, 8.51, 8.94, 8.96]).

Parametry stanowiska do demonstracji zjawiska lewitacji (opracowanego przez autora i jego dyplomanta M. Korzeniowskiego w ramach realizacji jego pracy dyplomowej):

- częstotliwość fali ultradźwiękowej: $f = 20 \text{ kHz}$ oraz $f = 40 \text{ kHz}$,
- poziom ciśnienia dźwięku: $L = 140 \text{ dB} \div 160 \text{ dB}$,
- obiekt lewitujący: kulki styropianowe o średnicach: $d = 3 \text{ mm}$ i $d = 5 \text{ mm}$.

9. ZAKOŃCZENIE

W monografii przedstawiono zagadnienia związane z wytwarzaniem, transmisją i odbiorem fal ultradźwiękowych w ośrodkach gazowych oraz z wykorzystaniem tych fal w ultradźwiękowej aparaturze i urządzeniach pomiarowych.

Autor przedstawił wszystkie rodzaje przetworników, jakie zostały opracowane w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej w okresie ponad 20 lat. Większość z nich znalazła zastosowanie w opracowanej aparaturze i urządzeniach ultradźwiękowych dla przemysłu oraz w aparaturze przeznaczonej do celów badawczych. Niektóre rozwiązania zostały wykorzystane do opracowań modelowych aparatury przewidzianej do realizacji.

Do oryginalnych osiągnięć autora (lub osiągnięć w pracach prowadzonych przy jego dominującym lub znaczącym udziale) należy:

- wieloparametrowa analiza równania zasięgu łącza ultradźwiękowego w ośrodku gazowym z uwzględnieniem parametrów akustycznych ośrodka i parametrów przetwornika, umożliwiającą dokonanie szybkiej oceny możliwości poprawnego rozwiązania zagadnienia pomiarowego i doboru odpowiedniego przetwornika do realizacji określonego pomiaru;
- opracowanie komputerowego modelu łącza w ośrodku gazowym, pozwalającego na wyznaczenie wszystkich podstawowych parametrów tego ośrodka w zakresie częstotliwości ultradźwiękowych w zależności od zmieniających się parametrów fizycznych w warunkach statycznych i w warunkach przepływu gazu w kanale osiowo-symetrycznym;
- analiza zniekształceń charakterystyki kierunkowości i badanie zniekształceń impulsu ultradźwiękowego w warunkach przepływu gazu w kanale osiowo-symetrycznym;
- analiza drgań płyty osiowo-symetrycznej płaskiej i o zmiennej grubości oraz płyty prostokątnej jako elementu promieniującego przetwornika ultradźwiękowego przeznaczonego do pracy w ośrodku gazowym;
- opracowanie materiału kompozytowego ITAKOM i ITAKOM 2 o parametrach akustycznych przewyższających parametry materiałów znanych z doniesień literaturowych, umożliwiającego skuteczne dopasowanie dużej impedancji akustycznej ceramiki piezoelektrycznej do małej impedancji akustycznej ośrodków gazowych;

- analiza wpływu sposobu pobudzenia płyty osiowo-symetrycznej na kształtowanie charakterystyk kierunkowości przetworników ultradźwiękowych z osiowo-symetryczną płytą promieniującą pobudzaną do drgań na okręgach odpowiadających maksimum wychyleń płyty;
- weryfikacja parametrów przetwornika z osiowo-symetryczną płytą promieniującą o zmiennej grubości umożliwiającego ogniskowanie wiązki w dowolnym punkcie;
- opracowanie przetwornika ultradźwiękowego typu „sandwich” z masą promieniującą odporną na działanie agresywnych ośrodków gazowych;
- opracowanie piezoelektrycznych przetworników ultradźwiękowych dyskowych i pierścieniowych z wykorzystaniem drgań radialnych;
- optymalizacja parametrów przetwornika ultradźwiękowego z płytą prostokątną drgającą w modzie pasemkowym;
- analiza wpływu impedancji akustycznej i grubości warstw dopasowujących na funkcję przenoszenia dla różnych kryteriów dopasowania w przetwornikach ultradźwiękowych wykonanych na bazie ceramiki piezoelektrycznej pracujących w powietrzu w paśmie częstotliwości 100 kHz–2 MHz;
- opracowanie i analiza działania przetwornika ultradźwiękowego z ogniskowaniem wiązki, przeznaczonego do pracy w powietrzu w warunkach normalnych przy częstotliwości 1,27 MHz, dzięki któremu powstał nowy rodzaj mikroskopii ultradźwiękowej, w której wyeliminowano ciecz sprzęgającą (przełamana została tu pewna bariera psychologiczna, dotycząca sposobu pracy mikroskopu ultradźwiękowego). Za pomocą takiego mikroskopu możliwa jest wizualizacja struktur powierzchniowych, badania rozkładu gęstości w cienkich materiałach oraz inne badania bez konieczności stosowania cieczy sprzęgającej, co znacznie poszerza zakres jego zastosowań. Obrazy struktur powierzchniowych otrzymane za pomocą nowego rodzaju mikroskopu zostały opublikowane po raz pierwszy w czasopiśmie *Ultrasonics*;
- badania eksperymentalne źródeł parametrycznych wykonanych na podstawie analizy możliwości uzyskania źródła parametrycznego w powietrzu z zastosowaniem przetworników ultradźwiękowych;
- opracowanie uniwersalnego stanowiska badawczego (jako jedynego w kraju) do ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej;
- opracowanie wielu urządzeń i ultradźwiękowej aparatury pomiarowej na potrzeby nauki i przemysłu z zastosowaniem przetworników pracujących w ośrodku gazowym; przede wszystkim dotyczy to aparatury do:
 - pomiaru wysokości urobku na przenośnikach taśmowych,
 - pomiaru nieciągłości strugi na przenośnikach taśmowych,
 - pomiaru poziomu wypełnienia zbiorników z węglem brunatnym,
 - pomiaru przekroju wewnętrznego przewodów rurowych,
 - pomiaru prędkości przepływu gazu,
 - rozpoznawania położenia, kształtu i rozmiarów obiektów metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej,

- wyznaczania rozkładu temperatury gazu i składu binarnych mieszanin gazowych metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej,
- mikroskopowego badania struktury powierzchni i struktury wewnętrznej w układzie odbiciowym i w układzie transmisyjnym bez stosowania cieczy jako ośrodka sprzęgającego,
- demonstracji zjawiska lewitacji ultradźwiękowej.

W zakresie tematyki prezentowanej w monografii zostało opublikowanych z udziałem autora dwadzieścia artykułów w czasopismach krajowych i zagranicznych ([2.16, 2.18, 3.22, 3.26, 4.19, 4.25, 4.31, 5.19, 5.24, 5.25, 5.44, 8.2, 8.31, 8.33, 8.46, 8.54, 8.56, 8.57, 8.74, 8.79]), w tym dziewięć znajdujących się na tzw. liście filadelfijskiej.

Ponadto za nowatorskie rozwiązania dotyczące zagadnień omawianych w monografii autor otrzymał jedenaście patentów (jako autor lub współautor), w tym jeden uzyskany w USA, Kanadzie, Wielkiej Brytanii, Republice Federalnej Niemiec i Czechosłowacji ([3.20, 3.23, 3.24, 4.2, 4.9, 4.20, 4.26, 8.3, 8.9, 8.35, 8.36]).

BIBLIOGRAFIA

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 2

- [2.1] Bass H.E., Sutherland L.C., Zuckerwar A.J., *Atmospheric absorption of sound: Update*, JASA, 88 4, Oct. 1990, 2019–2021.
- [2.2] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Analiza parametrów ultradźwiękowych sygnałów aerolokacyjnych*, Raport Instytutu Telekomunikacji i Akustyki PWr., I-28 /SPR-025/ 96.
- [2.3] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Analiza wybranych parametrów równania zasięgu dla łącza aeroakustycznego*, Mat. XXXIX Otw. Sem. z Akustyki, Kraków, 1992, 113–116.
- [2.4] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Komputerowy model łącza ultradźwiękowego dla powietrza w warunkach statycznych – wersja 1.0*, Instrukcja użytkowa, Wrocław, 1994.
- [2.5] Bergmann L., *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Hirzel Verlag, Stuttgart, 1954.
- [2.6] Birger G.I., Brażnikov N.I., *Ultrazvukovyje razhodomieri*, Moskwa, 1964.
- [2.7] Blanc-Benon Ph., Hugon-Jeannin Y., Juve D., *Reconstructuin de fronts d'onde distordus par la turbulence*, Journal de Physique IV, 2, 1992, 545–548.
- [2.8] Collorec L., Juve D., *Mouvement chaotique d'un ensemble de tourbillons et emission acoustique associee*, Journal de Physique IV, 2, 1992, 561–565.
- [2.9] Dobrucki A., *Podstawy akustyki*, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 1987.
- [2.10] *Encyklopedia fizyki współczesnej*, PWN, Warszawa, 1983.
- [2.11] Evans L.B., Bass H.E., Sutherland L.C., *Atmospheric Asorption of Sound: Theoretical Predictions*, JASA, 51, 5, 2, 1972, 1565–1575.
- [2.12] Gaetke J., Klettke R., *Acoustical flow measurement at disturbed profiles*, Prace IX Sympozjum z Hydroakustyki, Gdynia-Jurata, 1992, 113–117.
- [2.13] Ginter L., *Fizyka fal*, część I, PWN, Warszawa, 1983.
- [2.14] Gorbатов A.A., Rudasevskij G.E., *Akusticeskije metody i sredstva izmerenija rasstojanij w vozdu-snoj srede*, Energija, Moskwa, 1973.
- [2.15] Gudra T., *Analiza transmisji fal ultradźwiękowych w ruchomych ośrodkach gazowych*, Akustyka w Technice Medycynie i Kulturze, Seminarium, Kraków, 1995, 235–241.
- [2.16] Gudra T., Opieliński K., *Niektóre problemy transmisji sygnałów ultradźwiękowych w gazach*, Akustyka Molekularna i Kwantowa, 15, Gliwice, 1994, 91–100.
- [2.17] Gudra T., Opieliński K., *Analiza możliwości wykorzystania równania zasięgu łącza hydroakustycznego do celów aeroakustycznych*, Prace XI Sympozjum z Hydroakustyki, Jurata, 1994, 149–156.
- [2.18] Gudra T., Opieliński K.J., *Komputerowy model łącza ultradźwiękowego w powietrzu*, Akustyka Molekularna i Kwantowa, 16, Gliwice, 1995, 59–62.
- [2.19] Gudra T., Opieliński K.J., *Komputerowy model łącza aeroakustycznego*, Mat. XLII Otw. Sem. z Akustyki, Prace IPPT PAN, Warszawa, 1995, 149–154.

- [2.20] Gudra T., Opieliński K.J., *Computer model of acoustic link in a pipe with a flowing gas medium. Part I: Perturbation of ultrasonic transducer directivity pattern*, Proc. of the International Symposium on Hydroacoustic and Ultrasonics, Gdańsk–Jurata, 12–16 May, 1997, 299–301.
- [2.21] Gudra T., Opieliński K.J., *Computer model of acoustic link in a pipe with a flowing gas medium. Part II: Accuracy improvement of medium flow velocity determination*, Proc. of the International Symposium on Hydroacoustic and Ultrasonics, Gdańsk–Jurata, 12–16 May, 1997, 302–306.
- [2.22] Gudra T., Bednarek J., Opieliński K., Talarczyk E., *Analiza transmisji fal ultradźwiękowych w ruchomych ośrodkach gazowych*, Raport Inst. Telekom. i Akustyki, I-28/ SPR-13/ 96.
- [2.23] Gumaniuk M.N., *Ultrazvuk w gornoj avtomatike*, Technika, Kiev, 1970.
- [2.24] Hellwege K.H., Hellwege A.M., *LANDOLT-BERSTEIN Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Neue Serie*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg–N. York, 1967.
- [2.25] Hidaka T., Kageyama K., Masuda S., *Sound propagation in the rest atmosphere with linear sound velocity profile*, J. Acoust. Soc. Jpn. (E) 6, 2, 1985, 117–125.
- [2.26] Ishimaru A., *Wave Propagation and Scatering in random media*, Academic Press, New York, London, 1978.
- [2.27] Jagodziński Z., *Przenoszenie sygnałów podwodnych na falach ultradźwiękowych*, Archiwum Akustyki, 3, 4, 1968, 373–378.
- [2.28] Juve D., *Simulations numeriques de la propagation du son dans l'atmosphre*, Journal de Physique IV, vol. 2, 1992, 537–544.
- [2.29] Kamler W., *Ciepłownictwo*, PWN, Warszawa, 1976.
- [2.30] Karweit M., Blanc-Benon Ph., Comte-Bellot G., *Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field – a study of phase variance*, JASA, 1989, 52–62.
- [2.31] Kikoin J.K. (red.), *Tablicy fizycznych wieliczin*, Atomizdat, Moskwa, 1976.
- [2.32] Kinser L., Frey A., Coppens J., Sanders J., *Fudamentals of Acoustics*, J.Wiley, New York, 1982.
- [2.33] Kuropka J., *Oczyszczanie gazów odlotowych z zanieczyszczeń gazowych – obliczenia, tabele, materiały pomocnicze*, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 1989.
- [2.34] Landau L.D., Lifszyc E.M., *Hydrodynamika*, PWN, Warszawa, 1994.
- [2.35] Łabowski M., *Współczesne problemy akustyki molekularnej*, Mat. XXXVIII Otw. Sem. z Akustyki, Poznań, Suplement, 1991, 31–50.
- [2.36] Makarewicz R., *Dźwięk w środowisku*, OWN, Poznań, 1994.
- [2.37] Malecki I., *Teoria fal i układów akustycznych*, PWN, Warszawa, 1964.
- [2.38] Mechel F.P., *Formulas of Acoustics*, Springer, Berlin, 2002.
- [2.39] Michajłow I.G., Sołowlew W.A., Syrnikov J.P., *Osnovy molekularnoj akustiki*, Nauka, Moskwa, 1964.
- [2.40] Morse P., Ingard K., *Theoretical Acoustics*, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [2.41] Obraz J., *Ultradźwięki w technice pomiarowej*, WNT, Warszawa, 1983.
- [2.42] Skudrzyk E., *Foundations of Acoustics*, Springer, New York, 1971.
- [2.43] Soczekiewicz E., Chivers R.C., *Scatering of Ultrasonic Waves by Turbulence*, Acustica, vol. 68, 1989, 33–39.
- [2.44] Śliwiński A., *Ultradźwięki i ich zastosowania*, WNT, Warszawa, 1993.
- [2.45] *Tablice matematyczno-fizyczne*, PWSZ, Warszawa, 1972.
- [2.46] *Tablice matematyczne, fizyczne, chemiczne i astronomiczne*, SPONSOR-Apewu Karniowice, 1992.
- [2.47] Talarczyk E., *Podstawy Techniki Ultradźwięków*, Wyd. Politechniki Wrocławskiej, 1990.
- [2.48] Tatarskij W.J., *Rasprostranienie wołn w turbulentnoj atmosferie*, Nauka, Moskwa, 1994.
- [2.49] Wenzel A.R., Keller J.B., *Propagation of acoustic waves in turbulent medium*, JASA, 50, 3, 2, 1971, 911–920.
- [2.50] Wojtowicz W., *Tablice matematyczno-fizyczne czterocyfrowe*, PZWS, Warszawa, 1960.
- [2.51] Żyszkowski Z., *Podstawy elektroakustyki*, WNT, Warszawa, 1984.

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 3

- [3.1] Allen C.H., Rudnicki J., *A powerfull high frequency siren*, JASA, 19, 1947, 857–865.
- [3.2] Barone A.J., Gallego-Juarez A., *Flexural vibrating free-edge plates with stepped thickness for generating high directional ultrasonic radiation*, JASA, 51, 1972, 953–959.
- [3.3] Barone A., Gallego-Juarez J.A., *On a Modification of Vibrating Flat Plates in Order to Obtain Phase-Coherent Radiation*, Acustica, 22, 1969/70,
- [3.4] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Opracowanie przetwornika ultradźwiękowego dużej mocy do pracy w powietrzu*, Raport Instytutu Telekomunikacji i Akustyki PWr., Nr S-029, Wrocław, 1994.
- [3.5] Benson C., *Ultrasonics*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1960.
- [3.6] Bergmann L., *Der Ultraschall und Seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Hirzel Verlag, Stuttgart, 1954.
- [3.7] Blitz J., *Fundamentals of Ultrasonics*, London, 1967.
- [3.8] Borisow J., *Gazostrójnyje izuczateli zvuka. Istoczniki maszczynogo ultrazvuka*, Moskwa, 1967.
- [3.9] Brekhovskiy L.M., *Waves in Layered Media*, Academic Press, New York, 1960.
- [3.10] Briggs A., *Acoustic microscopy*, Clarendon Press, Oxford, 1972, 102–103.
- [3.11] Cremer L., Heckl M., *Korperschall*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1967.
- [3.12] DeSilets C.S., Fraser J.D., Kino G.S., *The design of efficient broad-band piezoelectric transducers*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, Su-25, 3, 1978, 115–125.
- [3.13] Filipeczyński L., *Transients and equivalent electrical circuit of the piezoelectric transducer*, Acustica, 10, 1960, 149–154.
- [3.14] Gallego-Juarez J.A., *Axisymetric vibrations of circular plates with stepped thickness*, Journal Sound and Vibration, 26, 3, 1973, 411–416.
- [3.15] Gallego-Juarez J.A., Rodriguez-Coral G., *Piezoelectric transducer for air-borne ultrasound*, Acustica, 29, 1973, 234–239.
- [3.16] Gallego-Juarez J.A., Rodriguez-Coral G., Montero F., Andreas E., San Emeterio J.L., *New Advances in the Generation Sonic and Ultrasonic Radiation*, Proc. of Ultrasonic International '83, 1983, 295–300.
- [3.17] Goll J.H., *The design of broadband fluid-loaded ultrasonic transducers*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, Su-26, 6, 1979, 385–393.
- [3.18] Goll J.H., Auld B.A., *Multilayer impedance matching schemes for broadbanding of water loaded piezoelectric transducers and high Q electric resonators*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, Su-22, 1, 1975, 51–53.
- [3.19] Gudra T., *The Multicomponent Composition of the Low Acoustic Impedance Matching Layer for the Ultrasonic Transducer Operating in Air*, Proceedings of the Join Meeting of the International Congress on Acoustics and the Acoust. Soc. of America, Seattle, USA, 20-26 June, 1998, 1087–1088.
- [3.20] Gudra T., *Przetwornik ultradźwiękowy do pracy w ośrodku gazowym*, Patent, Polska, PL 178750.
- [3.21] Gudra T., *Przetwornik ultradźwiękowy do mikroskopu akustycznego z gazowym ośrodkiem sprzęgającym*, Materiały XLIII Otwartego Seminarium z Akustyki, Gliwice–Ustroń, 1996, 253–259.
- [3.22] Gudra T., Opieliński K., *Ultrasonic transducers working in the air with the continous wave within the 50 kHz–500 kHz frequency range*, Ultrasonics, 42, 2004, 453–458.
- [3.23] Gudra T., Opieliński K., *Przetwornik warstwowy piezoelektryczny do pracy w ośrodku gazowym*, Patent, Polska, PL 175 654.
- [3.24] Gudra T., Pluta M., *Materiał o małej impedancji akustycznej*, Patent, Polska, PL 185 148.
- [3.25] Gudra T., Pluta M., *Itakom – A New Composite Material of Low Acoustic Impedance*, Proceedings of EAA Symposium – 26-th Winter School on Molecular and Quantum Acoustics, Gliwice, 1997, 35–38.
- [3.26] Gudra T., Pluta M., *Sferyczny, piezoelektryczny przetwornik aerolokacyjny do precyzyjnego pomiaru odległości*, Akustyka Molekularna i Kwantowa, 17, 1996, 115–122.

- [3.27] Haller M.I., Khuri-Yakub B.T., *Micromachined 1–3 composites for ultrasonic air transducer*, Rev. Sc.Instrum, 65, 6, 1994, 2095–2098.
- [3.28] Hung B.H., Goldstein A., *Acoustic Parameters of commercial Plastics*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, Su-30, 4, 1983, 249–254.
- [3.29] Krimholtz H., Leedom D., Matthaei G., *New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducer*, Electron. Letters, 6, 1970, 398–399.
- [3.30] Leedom D., Krimholtz H., Matthaei G., *Equivalent circuit for transducer having arbitrary even or odd symmetry piezoelectric excitation*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, SU-18, 1971, 128–141.
- [3.31] Leissa A.W., *Vibration of plates*, NASA SP-160, Columbus, Ohio, 1969.
- [3.32] Lynworth L.C., *Ultrasonic impedance matching from solids to gases*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, vol. 12, 1965, 37–48.
- [3.33] Mason W.P., *Physical acoustics*, vol. 1, part A, Academic Press, New York, 1964.
- [3.34] Matauszek J., *Einführung in die Ultraschalltechnik*, Berlin, 1962.
- [3.35] McLachlan N.W., *Funkcje Bessela dla inżynierów*, PWN, Warszawa, 1964.
- [3.36] Montero de Espinosa F., Gallego-Juarez J.A., *On the resonance frequencies of water-loaded circular plates*, Journal of Sound and Vibration, 94, 2, 1984, 217–222.
- [3.37] Pedersen P.C., Tretiak P., He P., *Impedance-matching properties of an inhomogeneous matching layer with continuously changing acoustic impedance*, JASA, 72, 1982, 327–336.
- [3.38] Redwood M., *Transient performance of piezoelectric transducer*, JASA, 33, 4, 1961, 527–536.
- [3.39] San Emeterio J.L., Gallego Juarez J.A., Rodriquez C., *Estudio y diseño por ordenador de placas vibrantes para radiadores ultrasonicos*, Anales de Fisica, B, 81, 1985, 286–300.
- [3.40] Souquet J., Defranould P.H., Desbois J., *Design of lowloss wide band ultrasonic transducers for noninvasive medical application*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, Su-26, 2, 1979, 75–81.
- [3.41] Tone M., Yano T., Fukumoto A., *High frequency ultrasonic transducer operating in air*, Jap. J. Appl. Phys, 23, 6, 1984, L436–L438.
- [3.42] Yamane H., Kawamura M., *Sound Sources with Vibration Plates in Flexural Modes and Reflection Plates for Airborne Ultrasonics*, J. Acoust. Soc. Japan, 32, 2, 1976, 83–91.
- [3.43] Yano T., Tone M., Fukumoto A., *Range finding and surface characterization using high-frequency air transducers*, IEEE Trans. Ultrason, Ferroelectr. Freq. Control, 34, 3, 1987, 232–236.
- [3.44] Volterra E., Zachmanoglu E.C., *Dynamics of vibrations*, C.E. Merrill Books, Columbus, 1965.
- [3.45] Wanat K., *Algorytmy numeryczne*, Wydawnictwo DIR, Gliwice, 1993.

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 4

- [4.1] Barone A., Gallego-Juarez J.A., *Flexural vibrating free-edge plates with stepped thickness for generating high directional ultrasonic radiation*, JASA, 51, 1972, 953–959.
- [4.2] Bednarek J., Golanowski J., Gudra T., Talarczyk E., *Układ dostrajania generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika elektroakustycznego*, Patent, Polska, Nr 131 213.
- [4.3] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Ultradźwiękowy przetwornik aerolokacyjny*, Raport Inst. Telekom. i Akustyki PWr., Nr I-28/S – 021/ 93, 1993.
- [4.4] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Opracowanie przetwornika ultradźwiękowego dużej mocy do pracy w powietrzu*, Raport Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, Nr I-28/S-029/94, 1994.
- [4.5] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Analiza układów koncentracji energii akustycznej generowanej przez przetworniki ultradźwiękowe pracujące w powietrzu*, Raport Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, Nr I-28/S-042/95, 1995.

- [4.6] Bednarek J., Gudra T., Talarczyk E., *Aerolokacyjny przetwornik warstwowy*, Prace XXXVII Otwartego Seminarium z Akustyki, Gdańsk, 1990, 67–72.
- [4.7] Bindal V.N., Chandra M., *Ulepszony piezoelektryczny przetwornik ceramiczny pracujący w powietrzu*, Archiwum Akustyki, 17, 3–4, 1982, 337–342.
- [4.8] Brissaud M., *Characterization of Piezoceraamics*, IEEE Trans. on Ultrason. Ferroel. and Freq. Control., 38, 6, 1991, 603–616.
- [4.9] Ciszewski T., Gudra T., *Electroacoustic Sandwich Transducer*, Patent USA No: 4220886, Patent Canada No: 1103344, Patent United Kingdom No: 1578968, Patent Czechoslovakia No: 193577, Patent Poland No: 101097.
- [4.10] De Cicco C., Morten B., Prudenziati M., *Thick film composite ultrasonic transducer operating in air*, Proc. 1995 World Congress on Ultrasonics, Berlin, 1995.
- [4.11] Domarkas V., Masonics A., Petruskas A., *New types of electroacoustic transducers for gases*, Proc. of Ultrasonics International '77, 1977, 180–186.
- [4.12] Dominquez R., Ranz C., *Sandwich Transducer, Simplified Mathematical Model (I), (II)*, Acoustica, 29, 1973, 156–167.
- [4.13] Dobrucki A., Żółtogórki B., *Sound Radiation by Axisymmetric Elastic Shells and Plates*, Molecular and Quantum Acoustics, vol. 23, 2002, 97–128.
- [4.14] Gallego-Juarez J.A., Rodriguez-Coral G., *Piezoelectric transducer for air-borne ultrasound*, Acoustica, 29, 1973, 234–239.
- [4.15] Gallego-Juarez J.A., Rodriguez-Coral G., Gaete-Garretton L., *An ultrasonic transducer for high power applications in gases*, Ultrasonics, 16, 1978, 267–271.
- [4.16] Gallego-Juarez J.A., Rodriguez-Coral G., Montero F., Andreas E., San Emeterio J.L., *New Advances in the Generation Sonic and Ultrasonic Radiation*, Proc. of Ultrasonic International '83, 1983, 295–300.
- [4.17] Golanowski J., *Przetwornik elektroakustyczny z konwersją R-L kierunku drgań*, Patent, Polska, Nr 98 858.
- [4.18] Golanowski J., Gudra T., *Badania eksperymentalne rezonatorów z konwersją kierunku drgań*, Prace XXIII Otwartego Seminarium z Akustyki, Wisła, 1976, 116–119.
- [4.19] Golanowski J., Gudra T., *Ultrasonic transducers using radial vibrations of piezoelectric disk*, Archives of Acoustics, 4, 3, 1979, 245–251.
- [4.20] Golanowski J., Gudra T., *Przetwornik elektroakustyczny*, Patent Nr 107000, Polska.
- [4.21] Golanowski J., Gudra T., Ianelli Z., *Analiza przetwornika piezoelektrycznego dyskowego metodą elementów skończonych*, Prace XXVII Otwartego Seminarium z Akustyki, Warszawa, 1980, 8–11.
- [4.22] Gudra T., *Analiza rezonatorów o konwersji kierunku drgań metodą elementów skończonych na przykładzie rezonatora o konwersji typu R–L*, Praca doktorska, Wrocław, 1981.
- [4.23] Gudra T., *Rezonator o konwersji kierunku drgań typu R–L*, Prace XXXII Otwartego Seminarium z Akustyki, Kraków, 1885, 363–366.
- [4.24] Gudra T., *Analysis of Resonator with Directional Converter of R-L Type by Finite Elements Method*, Ultrasonics International '93, Conference Proceedings, Vienna, 1993, 161–164.
- [4.25] Gudra T., *Analysis of a resonator with a directional ultrasonic vibration converter of R-L type using the finite elements method*, Archives of Acoustics, vol. 25, 2, 2000, 157–174.
- [4.26] Gudra T., Bednarek J., Talarczyk E., *Przetwornik warstwowy piezoelektryczny do pracy w ośrodku gazowym*, Patent Nr PL 175 673.
- [4.27] Gudra T., Opieliński K., *Analiza przetwornika ultradźwiękowego z osiowo symetryczną płytą drgającą, pracującego w ośrodku gazowym*, Prace XLI Otwartego Seminarium z Akustyki, Wrocław, 1994, 99–102.
- [4.28] Gudra T., Opieliński K., *Ultrasonic Transducer with circular vibrating plate working in gases*, Proc. of World Congress on Ultrasonics, Berlin, 1995, 347–350.

- [4.29] Gudra T., Opieliński K., *Przetwornik warstwowy piezoelektryczny do pracy w ośrodku gazowym*, Patent Nr PL 175 654.
- [4.30] Gudra T., Talarczyk E., *Ultrasonic Air-borne Transducers with Vibration Plates in Stripe Mode*, Ultrasonics International '91 Conf. Proc, Le Touquet, 1991, 411–414.
- [4.31] Gudra T., Talarczyk E., *Some solutions of ultrasonic transducers operating in air elaborated in the Institute of Telecommunications and Acoustics, Technical University of Wrocław, Poland*, Revista de Acustica, Madrid, Vol. XXII, No. 3, 4, 1991, 27–32.
- [4.32] Gustaffson C.G., Kane T.R., *Axially symmetric vibrations of a circular disk with a concentric hole*, J. Appl. Mech. 27, 12, 1959, 541–545.
- [4.33] Hayward G., Gillies D., *Block diagram modeling of tall, thin parallelepiped piezoelectric structures*, JASA, 86, 5, 1989, 1643–1653.
- [4.34] Heuter T.F., Bolt R.H., *Sonics*, J. Wiley & Sons, New York, 1955.
- [4.35] Iula A., Lamberti N., Pappalardo M., *An Approximated 3-D Model of Cylinder-Shaped Piezoelectric Elements for Transducer Design*, IEEE Trans. on Ultrason. Ferroel. and Freq. Control., 45, 4, 1998, 1056–1063.
- [4.36] Jagodziński Z., *Przetworniki ultradźwiękowe*, WKŁ, Warszawa, 1997.
- [4.37] Junger M.C., *The sound field in a finite cylindrical shell*, JASA, 77, 4, 1985, 1610–1612.
- [4.38] Kielczyński P., Pajewski W., Szalewski M., *Ring piezoelectric transducers radiating ultrasonic energy into the air*, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 37, No. 1, 1990, 38–43.
- [4.39] Lis W., Wojan Z., *Optymalizacja warunków pracy przetwornika ultradźwiękowego*, Proc. IX Symp. on Hydroacoustics, Jurata, 1992, 159–166.
- [4.40] Mancic D.D., Radmanovic M.D., *Piezoelectric ring loaded on each face: a three-dimensional approach*, Electr. Journal, Technical Acoustics, 2, 2002, 1.1–1.7.
- [4.41] Pajewski W., *On the possibility of using the radial vibrations of piezoelectric plates to generate ultrasonic radiation in liquids in the frequency range below 100 kHz*, Proc. Vibr. Problems, 14, 1973, 4, 367–372.
- [4.42] Pajewski W., *Przetworniki piezoelektryczne o statych skupionych typu sandwich*, Archiwum Akustyki, 9, 1, 1974, 85–96.
- [4.43] Pajewski W., Szalewski M., *Ultrasonic transducers radiating into the air in the frequency range 50–250 kHz*, Archives of Acoustics, 1992, 511–523.
- [4.44] Rodriguez-Coral G., Gallego J.A., Martin M., Riera E., Montoya F., *Ultrasonic generator for low and high-power applications in gases*, Proc. of Ultrasonic International '81, 1981, 77–82.
- [4.45] Rodriguez G., San Emeterio J.L., Gallego J.A., *Design of high-intensity focusing radiators with vibrating plates of variable stepped profile*, Proc. of ICA, 1986, G4-2.
- [4.46] Rodriguez G., San Emeterio J.L., Montoya F., Gallego J.A., *Developments and prospects of the stepped-plate ultrasonic power generator for use in gases*, Ultrasonics International '89, Conference Proc., (1989), 250–256.
- [4.47] Shaw E.A.G., *On the Resonant Vibrations of Thick barium Titanate Disk*, JASA, 28, 1, 1956, 38–50.
- [4.48] Shaw E.A.G., Sujir R.J., *Vibration Patterns of Loaded Barium Titanate and Quarz Disk*, JASA, 32, 11, 1960, 1463–1468.
- [4.49] Stephenson C.V., *Radial Vibrations in short, Hollow Cylinders of Barium Titanate*, JASA, 28, 1, 1956, 51–56.
- [4.50] Talarczyk E., *Ultradźwiękowy przetwornik magnetostrykcyjny*, Patent Nr 78 874, Polska.
- [4.51] Talarczyk E., *Sposób pobudzania płytki przetwornika elektroakustycznego do drgań giętych*, Patent, Polska, Nr 111 711.
- [4.52] Talarczyk E., *Ultradźwiękowy przetwornik aerolokacyjny*, Patent, Polska, Nr 126683.
- [4.53] Talarczyk E., *Ultradźwiękowy przetwornik aerolokacyjny*, Patent, Polska, Nr 130117.

- [4.54] Talarczyk E., *Ultradźwiękowy przetwornik aerolokacyjny*, Patent, Polska, Nr 130118.
- [4.55] Wojan Z., Lis W., *Przetwornik typu "sandwich" pracujący w powietrzu*, Proc. XI Symposium on Hydroacoustics, Jurata 24–27 May, 1994, 299–306.
- [4.56] Yamane H., Kawamura M., *Sound Sources with Vibration Plates in Flexural Modes and Reflection Plates for Airborne Ultrasonics*, The Journal of Acoustical Society of Japan, 32, 2, 1976, 83–91.
- [4.57] Zawadzka E., Roguski W., *Piezoelektryczne ceramiczne mikrofony ultradźwiękowe*, Elektronika 7–8, XXIV, 1983, 30–34.
- [4.58] Zienkiewicz D.C., *Metoda elementów skończonych*, Warszawa, 1968.

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 5

- [5.1] Almqvist A., Holm A., Persson H.W., Lindstrom K., *Characterization of air-coupled ultrasound transducers in the frequency range 40 kHz–2 MHz using light diffraction tomography*, Ultrasonics, 37, 2000, 565–575.
- [5.2] Anderson M.J., Hill J.A., Fortunko C.M., Dogan N.S., More R.D., *Broadband electrostatic transducers: modeling and experiments*, JASA, 97, 1, 1995, 262–272.
- [5.3] Babić M., *A 200 kHz Ultrasonic Transducer Coupled to the Air with a Radiating Membrane*, IEEE Trans. UFFC, 38, 3, 1991, 252–255.
- [5.4] Born M., Wolf E., *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford, 1968.
- [5.5] Brissaud M., *Characterization of Piezoceraamics*, IEEE Trans. on Ultrason. Ferroel. and Freq. Control., 38, 6, 1991, 603–616.
- [5.6] Bui T., *Specific acoustic impedances of piezoelectric ceramics and polymer composites used in medical applications*, JASA, 83, 6, 1988, 2416–2421.
- [5.7] Carr H., Wykes C., *Diagnostic measurements in capacitive transducers*, Ultrasonics, 31, 1993, 13–20.
- [5.8] Castaings M., Hosten B., *The use of electrostatic, ultrasonic, air-coupled transducers to generate and receive Lamb waves in anisotropic, viscoelastic plates*, Ultrasonics, 36, 1998, 361–365.
- [5.9] Coulouvrat F., *Continuous field radiated by a geometrically focused transducer: Numerical investigation and comparison with an approximate model*, JASA, 94, 3, 1993, 1663–1675.
- [5.10] Dabirikhah H., Turner C.W., *Novel airborne ultrasound transducer*, Acoustical Imaging, 21, 1995, 183–190.
- [5.11] Desilets C.S., Fraser J.D., Kino G.S., *The design of efficient broadband piezoelectric transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-25, 3, 1978, 115–125.
- [5.12] D'Souza D.P., Anson L.W., Chivers R.C., *Effects of Matching Layers on Measurements of Ultrasonic Attenuation*, Acustica, 69, 1989, 88–92.
- [5.13] Goll H., *The design of broadband, fluid loaded, ultrasonic transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-26, 6, 1979, 385–393.
- [5.14] Goll H., Auld B.A., *Multilayer impedance matching schemes for broadband banding of water loading piezoelectric transducers and high Q electric resonators*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-22, 1, 1975, 52–53.
- [5.15] Gudra T., *Przetwornik ultradźwiękowy do mikroskopu akustycznego z gazowym ośrodkiem sprzęgającym*, Mat. XLIII Otwartego Sem. z Akustyki, Gliwice–Ustroń, 1996, 253–259.
- [5.16] Gudra T., *Przetwornik ultradźwiękowy do pracy w ośrodku gazowym*, Patent, Polska, PL 178750.
- [5.17] Gudra T., *Air-borne ultrasonic focusing transducer for phase sensitive scanning air microscope*, Proc. of 1997 World Congress on Ultrasonics, Yokohama, Japan, 24–27 August, 1997, 314–315.

- [5.18] Gudra T., Kosmowski R., *Komputerowa analiza wielowarstwowych układów dopasowujących do przetworników piezoceramicznych pracujących w powietrzu*, Pr. Nauk. Inst. Telekom. i Akustyki PWr., 83, 27, 2001, 399–406.
- [5.19] Gudra T., Opieliński K.J., *Influence of acoustic impedance of multilayer acoustic systems on the transfer function of ultrasonic airborne transducers*, Ultrasonics, 40, 2002, 457–463.
- [5.20] Gudra T., Opieliński K., *Ultrasonic transducers working in the air with the continuous wave within the 50 kHz–500 kHz frequency range*, Ultrasonics, 42, 2004, 453–458.
- [5.21] Gudra T., Pluta M., *Itakom – A New Composite Material of Low Acoustic Impedance*, Proc. of EAA Symposium – 26-th Winter School on Molecular and Quantum Acoustics, Ustroń, 1997, 35–38.
- [5.22] Gudra T., Pluta M., *Materiał o małej impedancji akustycznej*, Patent, Polska, PL 185 148.
- [5.23] Gudra T., Pluta M., *Sferyczny, piezoelektryczny przetwornik aerolokacyjny do precyzyjnego pomiaru odległości*, Akustyka Molekularna i Kwantowa, 17, 1996, 115–122.
- [5.24] Gudra T., Pluta M., Kojro Z., *The measurement and numerical modelling of the diffraction field of a spherical ultrasonic transducer working in the air at the frequency of 1.3 MHz*, Ultrasonics, 38, 2000, 794–798.
- [5.25] Gudra T., Kojro Z., Schmachtl M., Lier C., Schubert M., Grill W., *Scanning acoustic air microscopy*, Ultrasonics, 34, 1996, 711–719.
- [5.26] Haller M.I., Khuri-Yakub B.T., *A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer*, IEEE Trans. UFFC, 43, 1, 1996, 1–6.
- [5.27] Haller M.I., Khuri-Yakub B.T., *Micromachined 1–3 composites for ultrasonic air transducer*, Rev. Sci. Instrum., 65, 6, 1994, 2095–2098.
- [5.28] Hayward G., MacLeod C.J., Durrani T.S., *A system model of the thickness mode piezoelectric transducer*, JASA, 76, 2, 1984, 369–382.
- [5.29] Hutchins D.A., Schindel D.W., Bashford A.G., Wright W.M.D., *Advances in ultrasonic electrostatic transduction*, Ultrasonics, 36, 1998, 1–6.
- [5.30] Inoue T., Ohta M., Takahashi S., *Design of Ultrasonic Transducers with Multiple Acoustic Matching Layers for Medical Application*, IEEE Trans. UFFC, 34, 1, 1987, 8–16.
- [5.31] Kazys R., Mrozek E., *The features of disk shape piezoelectric ceramic transducer equivalent circuit*, Acustica, 29, 4, 1973, 208–214.
- [5.32] Kim T.J., Kojro Z., Pluta M., Schmachtl M., Schubert M., Gudra T., Grill W., *Confocal scanning acoustic microscopy in air at normal conditions at frequencies close to the phonon cut-off regime*, Physica B, 263–264, 1999, 588–594.
- [5.33] Kojro Z., Kim T.J., Schmachtl M., Schubert M., Gudra T., Grill W., *Confocal scanning acoustic air microscope with phase contrast*, Ultrasonics, 36, 1998, 513–516.
- [5.34] Krimholz R., Leedom D.A., Mathei G.L., *New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers*, Electronic Letters, 6, 1970, 393–399.
- [5.35] Kushibiki J., Chubachi N., *Material Characterization by Line-Focus-Beam Acoustic Microscope*, IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, SU-32, 2, 1985, 189–212.
- [5.36] Kunkel H.A., Locke S., Pikeroen B., *Finite element analysis of vibrational modes in piezoelectric ceramic disks*, IEEE Trans. UFFC, 37, 4, 1990, 316–328.
- [5.37] Ladabaum L., Jin X.C., Khuri-Yakub B.T., *Miniature drumheads: microfabricated ultrasonic transducers*, Ultrasonics, 36, 1998, 25–29.
- [5.38] Liang K.K., Kino G.S., Khuri-Yakub B.T., *Material Characterization by the Inversion of $V(z)$* , IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-32, 2, 1985, 213–224.
- [5.39] Lynnworth L.C., *Ultrasonic Impedance Matching from Solids to Gases*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, vol. 12, 1965, 37–48.
- [5.40] Łypacewicz G., *Piezoelektryczne układy nadawczo-odbiorcze dla celów ultrasonografii*. Prace IPPT PAN, Nr 22, 1995.

- [5.41] Mason W.P., *Piezoelectric crystals and their application to ultrasonics*, Van Nostrand, N. York, 1950.
- [5.42] Matsuzawa K., *Condenser Microphones Having Flat Frequency Response up to 500 kHz*, Japan. J. Appl. Phys, 17, 2, 1998, 451–452.
- [5.43] Mattila P., Tsuzuki F., Uaateja H., Sosaki K., *Electroacoustic model for electrostatic ultrasonic transducers with V-grooved backplates*, IEEE Trans.UFFC, 42, 1, 1995, 1–7.
- [5.44] Opieliński K.J., Gudra T., *Influence of the thickness of multilayer matching systems on the transfer function of ultrasonic airborne transducer*, Ultrasonics, 40, 2002, 465–469.
- [5.45] Pajewski W., *Drgania i promieniowanie przetworników z ceramiki piezoelektrycznej*, Archiwum Akustyki, 4, 3, 1967, 355–368.
- [5.46] Pajewski W., Szalewski M., *Ultrasonic transducers radiating into the air in the frequency range 50 kHz–250 kHz*, Archives of Acoustics, 1992, 511–523.
- [5.47] Perssons H.W., Hertz C.H., *Acoustics impedance matching of medical ultrasound transducers*, Ultrasonics, 23, 2, 1985, 83–89.
- [5.48] Pizarro L., Certon D., Lethiecq M., Hosten B., *Airborne ultrasonic electrostatic transducers with conductive grooved backplates: tailoring their center frequency, sensivity and bandwith*, Ultrasonics, 37, 1999, 493–503.
- [5.49] Salamon R., *Zarys teorii szerokopasmowych przetworników hydroakustycznych*, Zeszyty Naukowe Akademii Marynarki Wojennej, Gdynia, Nr 106 A, 1990.
- [5.50] Salamon R., Chinchurreta F., *Analiza układów warstwowych metodą równań różnicowych*, Mat. XXVIII Otw. Sem. z Akustyki, Gliwice, 1981, 254–257.
- [5.51] Salamon R., Cinchurreta F., *Funkcje przenoszenia przetwornika piezoelektrycznego z warstwami dopasowujacymi*, Mat. I Sympozjum z Hydroakustyki, Jastrzębia Góra, 1981, 244–251.
- [5.52] Sayers C.A., Tait C.E., *Ultrasonic properties of transducer backings*, Ultrasonics, 22, 3, 1984, 57–60.
- [5.53] Schindel D.W., Hutchins D.A., Zon L., Sayer M., *Capacitance devices for the generation of airborne ultrasonic fields*, IEEE Ultrasonic Symposium Proc., Tucson, USA, 2, 1992, 843–846.
- [5.54] Schindel D.W., Hutchins D.A., *Applications of micromachined capacitance transducers in air coupled ultrasonics and nondestructive evaluation*, IEEE Trans.UFFC, 42, 1, 1995, 51–58.
- [5.55] Shaw E.A.G., *On the Resonant Vibrations of Thick barium Titanate Disk*, JASA, 28, 1, 1956, 38–50.
- [5.56] Shaw E.A.G., Sujir R.J., *Vibration Patterns of Loaded Barium Titanate and Quarz Disk*, JASA, 32, 11, 1960, 1463–1468.
- [5.57] Souquet J., Defranould P., Desbois J., *Design of low-loss wideband ultrasonic transducers for noninvasive medical application*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-26, 2, 1979, 75–81.
- [5.58] Suzuki K., Higuchi K., Tonigawa H., *A silicon electrostatic ultrasonic transducer*, IEEE Trans. UFFC, 36, 6, 1989, 620–627.
- [5.59] Thielmann C., Sessler G.M., *Capacitive silicon sensors for ultrasound*, Acustica, 83, 1997, 715–720.
- [5.60] Tone M., Yano T., Fukumoto A., *High-Frequency Ultrasonic Transducer Operating in Air*, Japanese Journal of Applied Physics, 23, 6, 1984, L436–L438.
- [5.61] Tone M., Yano T., Fukumoto A., *Range finding and surface characterization using high-frequency air transducer*, IEEE Trans. UFFC, 34, 2, 1987, 232–236.
- [5.62] Vogel R.F., *Acoustic properties of thick films for use as matching layers*, Proc.of IEEE Ultrasonic Symposium, 1984, 988–991.
- [5.63] Zhang H.L., Li M.X., Ying C.F., *Complete solutions of transient behaviour of transmitting thickness mode piezoelectric transducer and their physical interpretations*, JASA, 74, 4, 1983, 1105–1114.

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 6

- [6.1] Abrar A., Zhang D., Su B., Button T.W., Kirk K.J., Cochran S., *1–3 connectivity piezoelectric ceramic-polymer composite transducers with viscous polymer processing for high frequency ultrasound*, Ultrasonics, 42, 2004, 479–484.
- [6.2] Alquie C., Lewiner J., *Elektret Ultrasonic Transducers*, Proc. of Ultrasonics International, 1977, 485–492.
- [6.3] Bond L.J., Chiang C.H., Fortunko C.M., *Absorption of ultrasonic waves in air at high frequencies (10–20 MHz)*, JASA, 94, 1992, 2006–2015.
- [6.4] Carr H., Wykes C., *Diagnostic measurements in capacitive transducers*, Ultrasonics, 31, 1993, 13–20.
- [6.5] Khul W., Schodder G.R., Schodder F.K., *Condenser transmitters and microphones with solid dielectric for airborne ultrasonics*, Acustica, 4, 1954, 519–532.
- [6.6] Kim T.J., Kojro Z., Pluta M., Schmachtl M., Schubert M., Gudra T., Grill W., *Confocal scanning acoustic microscopy in air at normal conditions at frequencies close to the phonon cut-off regime*, Physica B, 263–264, 1999, 588–594.
- [6.7] Ladabaum I., Jin X.C., Khuri-Yakub B.T., *Miniature drumheads: microfabricated ultrasonic transducers*, Ultrasonics, 36, 1998, 25–29.
- [6.8] Ladabaum I., Jin X.C., Soh H.S., Atalar A., Khuri-Yakub B.T., *Surface micromachined capacitive ultrasonic transducers*, IEEE Trans. Ultrason. Ferro. Freq. Control, 45, 1998, 678–690.
- [6.9] Ladabaum I., Khuri-Yakub B.T., Spoliansky D., *Micromachined ultrasonic transducers: 11.4 MHz transmission in air and more*, Appl. Phys. Lett., 68, 1, 1996, 7–11.
- [6.10] Percin G., Lundgren T.S., Khuri-Yakub B.T., *Controlled ink-jet printing and deposition of organic polymers and solid particles*, Applied Physics Letters, 73, 16, 1998, 2375–2377.
- [6.11] Percin G., Khuri-Yakub B.T., *Piezoelectrically actuated flextensional micromachined ultrasound transducers*, Ultrasonics, 40, 2002, 441–448.
- [6.12] Percin G., Khuri-Yakub B.T., *Piezoelectrically actuated flextensional micromachined ultrasound transducers I: Theory*, IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr., 49, 5, 2002, 573–584.
- [6.13] Percin G., Khuri-Yakub B.T., *Piezoelectrically actuated flextensional micromachined ultrasound transducers II: fabrication and experiments*, IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr., 49, 5, 2002, 585–595.
- [6.14] Percin G., Khuri-Yakub B.T., *Piezoelectrically actuated flextensional micromachined ultrasound droplet ejectors*, IEEE Trans. On Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr., 49, 6, 2002, 765–766.
- [6.15] Pizzaro L., Certon D., Letiecq M., Hostem B., *Airborne ultrasonic electrostatic transducers with conductive grooved backplates: tailoring their centre frequency, sensitivity and bandwidth*, Ultrasonics, 37, 1999, 493–503.
- [6.16] Schindel D.W., Hutchins D.A., Zou L., Sayer M., *The design and characterization of micromachined air-coupled capacitance transducers*, IEEE Trans. Ultrason. Ferro. Freq. Control, 42, 1, 1995, 42–50.
- [6.17] Soh H.S., Ladabaum I., Atalar A., Quate C.F., Khuri-Yakub B.T., *Silicon micromachined ultrasonic immersion transducers*, Appl. Phys. Lett., 69, 24, 1996, 3674–3676.
- [6.18] Suzuki K., Higuchi K., Tanigawa H., *A siliconelectrostatic ultrasonic transducer*, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. and Freq. Contr., 36, 6, 1989, 620–627.

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 7

- [7.1] Baranowska A., *Numeryczne badania zniekształceń nieliniowych fal płaskich*, Materiały VII Symp. z Hydroakustyki, Gdynia, 1990, 11–18.
- [7.2] Bennet M.B., Blackstock D.T., *Parametric Array in Air*, JASA, 57, 1975, 562–568.
- [7.3] Berkta H.O., Leahy D.J., *Farfield performance of parametric transmitters*, JASA, 55, 3, 1974, 539–546.
- [7.4] Blackstock D.T., *Audio Application of the Parametric Array*, JASA, 102, 1997, 3106A.
- [7.5] Czerwinski E., Voishvillo A., Alexandrov S., Terekhov A., *Propagation Distortion in Sound Systems – Can We Avoid It?* J. Audio Eng. Soc., 48, 1/2, 2000, 30–47.
- [7.6] Dobrucki A., *Podstawy Akustyki*, Wyd. Pol. Wrocławskiej, Wrocław, 1987.
- [7.7] Foda M.A., *Nonlinear propagation and Distortion of Two Plane Waves Interacting at arbitrary Angles*, Acustica, 82, 1996, 213–219.
- [7.8] Foda M.A., *Distortion and Dispersion of Nonlinear waves in a Rectangular Duct Due to a Bifrequency Excitation*, Acustica, 82, 1996, 411–422.
- [7.9] Grelowska G., *Charakterystyki kierunkowe nieliniowych przetworników parametrycznych*, Materiały III Symp. z Hydroakustyki, Jastrzebia Góra, 1986, 93–100.
- [7.10] Gudra T., Opieliński K., *The Parametric Formation of Acoustic Waves in The Air by Using Ultrasonic Transducers*, Official Public. of Forum Acusticum, Sevilla, Spain, 2002, ULT-04-021.
- [7.11] Hamilton M.F., TenCate J.A., *Sum and difference frequency generation due to noncollinear wave interaction in rectangular duct*, JASA, 81, 6, 1987, 1703–1712.
- [7.12] Hamilton M.F., Crocker M.J. (ed.), *Handbook of Acoustics*, Wiley, New York, 1998.
- [7.13] Kozaczka E., *Parametryczne wytwarzanie fal akustycznych*, Materiały III Symp. z Hydroakustyki, Jastrzebia Góra, 1986, 159–164.
- [7.14] Kozaczka E., Grelowska G., *Nieliniowe właściwości wody*, Akademia Marynarki Wojennej, Gdynia, 1996.
- [7.15] Pompei F.J., *The Use of Ultrasonics for Generating Audible Sound Beams*, J. Audio Eng. Soc., 47, 9, 1999, 726–731.
- [7.16] Reichmann M., *Parametryczne wytwarzanie fal akustycznych w powietrzu za pomocą źródeł ultradźwiękowych*, Praca magisterska, Wrocław, 2000.
- [7.17] Tjøtta J.N., Tjøtta S., *Interaction of sound waves. Part I: Basic equations and plane waves*, JASA, 82, 4, 1987, 1425–1428.
- [7.18] Weiguo D., Qunli W., *Audio Sound Reproduction based on Nonlinear Interaction of Acoustic Waves*, J. Audio Eng. Soc., 47, 7/8, 1999, 602–606.
- [7.19] Westervelt P.J., *Parametric acoustic array*, JASA, 35, 4, 1963, 535–537.
- [7.20] Yoneyama M., Fujimoto J., Kawamo Y., Sasabe S., *The audio spotlight: An application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design*, 73, 5, 1983, 1532–1536.
- [7.21] <http://sound.media.mit.edu/~pompei/spotlight/>
- [7.22] <http://www.locationsound.com/96winter/hyper.html>
- [7.23] <http://www.atcsd.com/HTML/woody.html>
- [7.24] <http://www.atcsd.com/HTML/press.html>
- [7.25] <http://www.atcsd.com/HTML/whitepaper.html>
- [7.26] <http://www.atcsd.com/RELEASES/pr072496.html>
- [7.27] <http://www.atcsd.com/RELEASES/pr081996.html>

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 8

- [8.1] Apfel R.E., *Acoustic Levitation for Studying Liquids and Biological Materials*, JASA, 70, 2, 1981, 636–643.
- [8.2] Bednarek J., Ciszewski T., Gudra T., *Ultradźwiękowa metoda sygnalizacji nieciągłości strugi na przenośnikach taśmowych*, Pomiary, Automatyka, Kontrola, 5, 1978, 132–134.
- [8.3] Bednarek J., Ciszewski T., Gudra T., Talarczyk E., *Układ do sygnalizacji zaniku strugi materiału na przenośniku taśmowym*, Patent, Polska, Nr 95882.
- [8.4] Bednarek J., Ciszewski T., Gudra T., Talarczyk E., *Ultradźwiękowy sygnalizator zaniku węgla na przenośniku taśmowym*, Raport Inst. Telekom. i Akustyki PWr., nr I-28/R/A/5/75, 1975.
- [8.5] Bednarek J., Ciszewski T., Talarczyk E., *Niektóre zagadnienia ultradźwiękowego pomiaru poziomu materiałów sypkich*, Komunikaty Inst. Telekom. i Akustyki PWr., I-28/K-086/78, 1978.
- [8.6] Bednarek J., Golanowski J., Gudra T., Talarczyk E., *Układ dostrajania generatora do mechanicznego rezonansu przetwornika elektroakustycznego*, Patent, Polska, nr 131213.
- [8.7] Bednarek J., Gudra T., *Model ultradźwiękowego miernika do przemysłowych pomiarów prędkości przepływu gazów*, Mat. XXXIX OSA, Kraków, 1992, 173–176.
- [8.8] Bednarek J., Gudra T., Opieliński K., *Badania propagacji sygnałów ultradźwiękowych w ruchomym ośrodku gazowym*, Mat. XLII OSA, Warszawa, 1995, 141–144.
- [8.9] Bednarek J., Gudra T., Mielcarzewicz E.W., Pelka H., *Sposób pomiaru profilu poprzecznego przewodów wypełnionych płynem*, Patent, Polska, Nr PL 168942.
- [8.10] Bindal V.N., Saksena T.K., Jain S.K., Singh G., *Acoustic Levitation and its Application in Estimation of High Power Sound Field*, Applied Acoustics, 17, 1984, 125–133.
- [8.11] Born M., Wolf E., *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford, 1968.
- [8.12] Briggs A., *Acoustic Microscopy*, Oxford Science Publications, 1992.
- [8.13] Brown G.J., Reilly D., *Ultrasonic Tomographic Imaging of solid objects in air using an array of fan-shaped-beam electrostatic transducer*, Ultrasonics, 34, 1996, 111–115.
- [8.14] Buess C., Pietsch P., Guggenbohl W., Koller E.A., *Design and construction of a pulsed ultrasonic air flowmeter*, IEEE Trans. Biomed. Eng., BME 33, 1986, 768–774.
- [8.15] Chorowski M., Gizicki W., Wach J., *Application of acoustic tomography in helium-air mixture content monitoring*, Proc. of the Nineteenth International Cryogenic Engineering Conference, Grenoble, 2002, Narosa Publ. House, 2003, 671–674.
- [8.16] Chorowski M., Gizicki W., Wach J., *Acoustic tomography in helium-air mixture*, Proc. of 2nd International Symposium on Process Tomography in Poland 2002, Wrocław, 2002, 79–86.
- [8.17] Chorowski M., Gizicki W., Wach J., *Możliwości wykorzystania ultradźwięków do wyznaczania temperatury i składu binarnych mieszanin gazów*, Mat. Konferencji Naukowo-Technicznej „Energetyka 2002”, Wrocław, 2002, 157–163.
- [8.18] Czyż H., Gudra T., Opieliński K., *Investigation and Visualization of Ultrasonic Agglomeration of Gas Bubbles in Liquids*, Acta Acustica united with Acustica, 89, 2002, 682–686.
- [8.19] Czyż H., Gudra T., Opieliński K., *Method of Visualisation of Ultrasonic Agglomeration of Gas Bubbles in Liquid*, Proc. of 6th European Conf. on Underwater Acoustics, Gdańsk, 2002.
- [8.20] Delsing J., *Ultrasonic gas flow meter with corrections for large dynamic metering range*, Ultrasonics, 27, 1989, 349–356.
- [8.21] Gallego-Juarez J.A., *Power ultrasonic technologies for industrial applications*, Proc. WCU '97, Yokohama, 1997, 416–421.
- [8.22] Gallego-Juarez J.A., Riera-Franco De Sarabia E., Rodriguez-Corral G., *Evaluation of an ultrasonic agglomerator as a preconditioner for the removal of fine aerosol particles*, Ultrasonics International '79, Conf. Proc., 1979, 227–232.

- [8.23] Gallego-Juarez J.A., Rodriguez G., Riera E., *Descomntiminacion de humos de un sistema ultrasonico*, Mundo Electronico, 119, 1982, 67–74.
- [8.24] Golanowski J., Gudra T., *Pomiarowe urzadzenia ultradzwiekowe*, Wyd. PWr., 1991.
- [8.25] Golanowski J., Talarczyk E., *Pomiar wydajności przenośników taśmowych za pomocą ultradźwięków*, Archiwum Akustyki, 8, 2, 1973, 321–334.
- [8.26] Gonzales I., Hoffmann T.L., Gallego-Juarez J.A., *Acoustic agglomeration: Visualisation of interactions between particles subjected to intense acoustic fields*, Proc. of World Congress on Ultrasonics, Yokohama, 1997, 422–423.
- [8.27] Grandia J.O., Fortunko C.M., *NDE Applications of Air-Coupled Ultrasonic Transducers*, IEEE Inter. Ultrason. Symp. Proc., 1, 1995, 657–709.
- [8.28] Grill W., Hilmann K., Wurz K.U., Wesner J., *Scanning Acoustic Microscopy with Phase Contrast* in vol. 2, *Advances in Acoustic Microscopy*, Ed. Andrew Briggs and Walter Arnold, Plenum, New York, 1996.
- [8.29] Gudra T., *Analiza transmisji fal ultradźwiękowych w ruchomych ośrodkach gazowych*, Akustyka w Technice, Medycynie i Kulturze, Kraków, 1995, 235–241.
- [8.30] Gudra T., Kojro Z., Schmachtl M., Lier C., Schubert M., Grill W., *Scanning acoustic air microscopy*, Ultrasonics, 34, 1996, 711–719.
- [8.31] Gudra T., Mielcarzewicz E.W., Pelka H., *Ultradźwiękowa metoda pomiaru średnicy wewnętrznej czynnych przewodów wodociagowych*, Gaz, Woda i Technika Sanitarna, 9, 1996, 339–341.
- [8.32] Gudra T., Mielcarzewicz E.W., Pelka H., *Pomiar wewnętrznego profilu poprzecznego czynnego przewodu wodociagowego*, Prace Naukowe Inst. Inż. Lądowej PWr., 46, 17, 1996, 74–80.
- [8.33] Gudra T., Opieliński K., *Błędy pomiarowe w ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej*, Akustyka Molekularna i Kwantowa, 18, 1997, 221–230.
- [8.34] Gudra T., Opieliński K., *Ultradźwiękowy skaner do wizualizacji przekroju poprzecznego kanałów wodnych*, Prace XI Sympozjum z Hydroakustyki, Gdynia, AMW, 1994, 157–162.
- [8.35] Gudra T., Opieliński K., *Układ do pomiaru profilu przekroju, zwłaszcza przewodów rurowych, ewentualnie wypełnionych płynem*, Patent, Polska, Nr PL 171206.
- [8.36] Gudra T., Opieliński K., *Układ do pomiaru profilu przekroju, zwłaszcza przewodów rurowych, ewentualnie wypełnionych płynem*, Patent, Polska, Nr PL 171221.
- [8.37] Gudra T., Opieliński K., *Ultrasonic Method of Transversal Profile Measurement of Pipeline Filled with Liquid*, II Bilateral Polish-German Symposium “Ultrasonic Measurement Techniques in Science and Practice”, Gliwice, 1994, 14–19.
- [8.38] Gudra T., Opieliński K., *Źródła błędów pomiaru w przepływomierzach ultradźwiękowych stosowanych do pomiaru prędkości przepływu ośrodków gazowych*, Mat. XLIV OSA, Gdańsk, 1997, 309–314.
- [8.39] Gudra T., Opieliński K., *Analiza wpływu rodzaju głowic ultradźwiękowych na dokładność zobrażenia struktury wewnętrznej obiektów*, Joint IMEKO TC & XXXIV MKM Conference, Wrocław, 2002, 79–88.
- [8.40] Gudra T., Opieliński K., *Some Problems of Ultrasound Transmission Tomography*, Lectures Notes of the ICB Seminar “Ultrasound in Biomeasurements, Diagnostics and Therapy”, Warszawa 1999, 115–129.
- [8.41] Gudra T., Opieliński K., Selwesiuk W., *Stanowisko badawcze do ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej*, Mat. XLIII OSA, Ustroń, 1996, 259–264.
- [8.42] Gudra T., Opieliński K., Bednarek J., *Fantom struktur biologicznych do celów UTT*, Mat. XLVII OSA, Rzeszów, 2000, 351–356.
- [8.43] Gudra T., Opieliński K., Jeleń M., *Wstępne wyniki badań fantomu i struktur biologicznych metodą UTT*, Prace Naukowe Inst. Telekom. i Akustyki PWr., Wrocław, 2001, 83, 27, 329–336.
- [8.44] Gudra T., Opieliński K., Selwesiuk W., Zarzycki J., *Rekonstrukcja obrazu struktury wewnętrznej metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej na podstawie pomiarów czasu przejścia impulsu ultradźwiękowego*, Akustyka Molekularna i Kwantowa, 17, 1996, 107–114.

- [8.45] Gudra T., Opieliński K., Zarzycki J., *Analysis of possibilities biological phantom building for purposes UTT*, Akustyka Molekularna I Kwantowa, 21, 2000, 69–78.
- [8.46] Gudra T., Talarczyk E., *Ultrasonic devices applied to the control of the transport and storage of brown coal*, Revista de Acustica, Madrid, XXIII, 1, 2, 1992, 20–23.
- [8.47] Haake A., Dual J., *Positioning of small particles by an ultrasound field excited by surface waves*, Ultrasonics, 42, 2004, 75–80.
- [8.48] Hashimoto Y., Koike Y., Ueha S., *Noncontact suspending and transporting planar objects by using acoustic levitation*, Proc. of World Congress on Ultrasonics, Yokohama, 1997, 148–149.
- [8.49] Hashimoto Y., Koike Y., Ueha S., *Near field acoustic levitation of planar using flexural vibration*, JASA, 100, 4, 1996, 2057–2061.
- [8.50] Holm A., Persson H.W., *Optical diffraction tomography applied to airborne ultrasound*, Ultrasonics, 31, 1993, 259–265.
- [8.51] Hu J., Nakamura K., Ueha S., *A New Method of Levitating the Rotor in a Noncontact Ultrasonic Motor*, Proc. of World Congress on Ultrasonics, Yokohama, 1997, 434–435.
- [8.52] Jones J.P., *Biomedical applications of acoustical microscopy*, Acoustical Imaging, 22, 1996, Plenum Press, New York.
- [8.53] Kak A.C., Slaney M., *Principles of Computerized Tomographic Imaging*, IEEE Press, N.York, 1988.
- [8.54] Kim T.J., Kojro Z., Pluta M., Schmachtl M., Schubert M., Gudra T., Grill W., *Confocal scanning acoustic microscopy in air at normal conditions at frequencies close to the phonon cut-off regime*, Physica B, 263–264, 1999, 588–594.
- [8.55] Koechner H., Melling A., *Numerical Simulation of Ultrasonic Flowmeters*, Acustica united with Acta Acustica, 86, 2000, 39–48.
- [8.56] Kojro Z., Kim T.J., Lippold G., Gudra T., Grill W., *Distance resolution of scanning acoustic air microscope*, Ultrasonics, 35, 1998, 563–567.
- [8.57] Kojro Z., Kim T.J., Schmachtl M., Schubert M., Gudra T., Grill W., *Confocal scanning acoustic air microscope with phase contrast*, Ultrasonics, 36, 1998, 513–516.
- [8.58] Kushibiki J., Chubachi H., *Material characterization by line-focus-beam acoustic microscope*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-32, 2, (1985), 189–212.
- [8.59] Ladabaum L., Jin X.C., Khuri-Yakub B.T., *Miniature drumheads: microfabricated ultrasonic transducers*, Ultrasonics, 36, 1998, 25–29.
- [8.60] Lemons R.A., Quate C.F., *Acoustic Microscopy: Biomedical Applications*, Science, 188, 5, 1975, 905–911.
- [8.61] Lewitt R.M., *Reconstruction Algorithms: Transform Methods*, Proc. of the IEEE, 71, 3, 1983, 390–408.
- [8.62] Liang K.K., Kino G.S., Khuri-Yakub B.T., *Material Characterization by the Inversion of $V(z)$* , IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-32, 2, 1985, 213–224.
- [8.63] Litniewski J., Bereiter-Hahn J., *Measurement of cells in culture by scanning acoustic microscopy*, Journal of Microscopy, 158, 1990, 95–107.
- [8.64] Lynnworth L.C., *Ultrasonic flowmeters*, [w:] *Physical Acoustics*, 14, 1979, 407–525.
- [8.65] Magil J., *Acoustic Aerosol Scavenging*, Ultrasonics International '89, Conf. Proc., 1989, 313–320.
- [8.66] Magil J., Pickering S., Fourcaudot S., Gallego-Juarez J.A., Riera-Franco De Sarabia E., Rodriguez-Corral G., *Ultrasonic Aerosol Agglomeration*, Ultrasonics International '89, Conf. Proc., 1989, 244–245.
- [8.67] Magil J., Pickering S., Fourcaudot S., Gallego-Juarez J.A., Riera-Franco De Sarabia E., Rodriguez-Corral G., *Ultrasonic Aerosol Scavenging*, Journ. of Nuclear Materials, 166, 1989, 208–213.
- [8.68] Magil J., Richter K., Fourcaudot S., Gallego-Juarez J.A., Riera-Franco De Sarabia E., Rodriguez-Corral G., *Agglomeration of Aerosol and Aerosol Mixtures in a Sound Field*, Frontiers of Nonlinear Acoustics: Proc. of 12th ISNA, London, 1990, 615–620.

- [8.69] Menz B., *Application of Simultaneous Multiplex Techniques to Ultrasonic Reflection Tomography and Model Based Object Recognition*, Proc. of the World Congress on Ultrasonics, Yokohama, 1997, 464–465.
- [8.70] Obraz J., *Ultradźwięki w technice pomiarowej*, WNT, Warszawa, 1983.
- [8.71] Okawai H., Tanaka M., Dunn F., *Non-contact acoustic method for the simultaneous measurement of thickness and acoustic properties of biological tissues*, Ultrasonics, 28, 1990, 401–410.
- [8.72] Opieliński K., *Komputerowy model ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej: rekonstrukcja obrazów*, Mat. XLIII OSA, Ustroń, 1996, 546–552.
- [8.73] Opieliński K., Gudra T., *Run-time Perturbation Effect In Ultrasonic Tomography Measurements*, Proc. of Ultrasonic World Congress WCU '97, Yokohama, 1997, 74–75.
- [8.74] Opieliński K., Gudra T., *Ultrasound Transmission Tomography Image Distortion Caused by the Refraction Effect*, Ultrasonics, 38, 2000, 424–429.
- [8.75] Opieliński K., Gudra T., *Wizualizacja struktury wewnętrznej ośrodków biologicznych metodą UTT. Cz. 1. Symulacja komputerowa*, Akustyka w Technice, Medycynie i Kulturze, Kraków, 1999.
- [8.76] Opieliński K., Gudra T., *Main Error Sources in Ultrasound Transmission Tomography Imaging*, Proc. of the Joint Meeting of the International Congress on Acoustics and the Acoustical Society of America, Seattle, USA, 1998, 407–408.
- [8.77] Opieliński K., Gudra T., *Research set-up for ultrasound transmission tomography*, Proc. of the Fifth European Conference on Underwater Acoustics, Lyon, 2000, 387–392.
- [8.78] Opieliński K., Gudra T., *Rozpoznawanie kształtów, rozmiarów i położenia obiektów w ośrodku gazowym metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej*, Mat. XLVII OSA, Rzeszów, 2000, 285–290.
- [8.79] Opieliński K., Gudra T., *Uniwersalne stanowisko badawcze do ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej*, Badanie Materiałów, 3, 15, 2002, 15–20.
- [8.80] Otsuka T., Higuchi K., Seya K., *Ultrasonic Levitation by Stepped Circular Vibrating Plate*, Proc. of 10th Symposium on Ultrasonic Electronic, Tokyo, 1989, Jap. Journ. of Applied Physics, 29, 1990, Suppl. 29–1, 170–172.
- [8.81] Pawłowski P., Kilian L., *Ultradźwiękowe urządzenie do pomiaru poziomu napełnienia butli z gazem płynnym*, Mat. XXVII OSA, Warszawa, 1980, 169–172.
- [8.82] Przydróżny E., Szybeko S., Werpachowski H., *Pomiary przepływu powietrza*, Raport Katedry Klimatyzacji i Ciepłownictwa PWr., Wrocław, 1991.
- [8.83] Radon J., *Über die Bestimmung von Funktionendurch Ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten*, Berichte Sächsische Akademie der Wissenschaften, Leipzig, Math.-Phys.Kl, 69, 1917, 262–267.
- [8.84] Reinholdtsen P.A., Khuri-Yakub B.T., *Image Processing for a Scanning Acoustic Microscope That Measures Amplitude and Phase*, IEEE Trans. Ultras. Ferroelectrics and Frequency Control, 38, 1991, 141–147.
- [8.85] Riera-Franco De Sarabia E., Gallego-Juarez J.A., *Ultrasonic Agglomeration of Micron Aerosols under Standing Wave Conditions*, Journal of Sound and Vibration, 110, 3, 1986, 413–427.
- [8.86] Rodriguez-Corral G., Gallego-Juarez J.A., Andres Gallegos E., *Eliminacion y control de espumas industriales mediante ultrasonidos*, Quimica e Industria, 32, 1986, 469–473.
- [8.87] Rosseger A., Talarczyk E., *Ultradźwiękowe urządzenie do pomiaru wydajności objętościowej przenośników taśmowych*, Patent, Polska, Nr 68594.
- [8.88] Sasaki Y., Endo T., Yamagushi T., Sakai M., *Thickness measurement of a thin-film layer on an anisotropic substrate by phase-sensitive acoustic microscope*, IEEE Transactions on UFFC, 39, 1992, 638–642.
- [8.89] Stieglmeier M., Lierke E.G., *The Ultrasonic Levitator – Space Technology for Terrestrial Applications*, Future, 6, 3, 1996.

- [8.90] Talarczyk E., *Wpływ częstotliwości na transmisję sygnałów w aerolokacji ultradźwiękowej*, Materiały XX OSA, Poznań, 1973, 125–128.
- [8.91] Talarczyk E., Golanowski J., *Niektóre zagadnienia dokładności pomiaru w aerolokacji ultradźwiękowej*, Komunikaty Inst. Telekom. i Akustyki Pol. Wrocł., A, 4, 1972.
- [8.92] Tat-Hean G., Hutchins D.A., Billson D.R., Schindel D.W., *High-Resolution, Air-Coupled Ultrasonic Imaging of Thin Materials*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 50, 11, 2003, 1516–1524.
- [8.93] Tone M., Yano T., Fukumoto A., *High-Frequency Ultrasonic Transducer Operating in Air*, Japanese Journal of Applied Physics, 23, 6, 1984, L436–L438.
- [8.94] Trinh E.H., Hsu C.J., *Acoustic Levitation Methods for Density Measurements*, JASA, 80, 6, 1986, 1757–1761.
- [8.95] Tsuijamura T., Yabuta T., Morimitsu T., *Three-Dimensional Shape Recognition Method Using Ultrasonics for Manipulator Control System*, Journal of Robotic Systems, 3, 2, 1983, 205–217.
- [8.96] Ueha S., Hashimoto Y., Koike Y., *Non-contact transportation using near field acoustic levitation*, Ultrasonics, 38, 2000, 26–32.
- [8.97] Wang T.G., Saffron M.M., Elemon D.D., *Acoustic Chamber for weightless positioning*, AIAA 12th Aerospace Sciences Meeting, Washington, DC, 1974, 74–155.
- [8.98] Wurz K., Wesner J., Hillman K., Grill W., *Determination of elastic constants using a scanning acoustic microscope*, Zeitschrift für Physik B, 97, 1995, 487–492.
- [8.99] Whymark R.R., *Acoustic field positioning for containerless processing*, Ultrasonics, 13, 1975, 251–261.

PROPERTIES AND APPLICATION OF ULTRASONIC TRANSDUCERS WORKING IN GASEOUS MEDIA

Generating, transmitting and receiving ultrasonic waves in gaseous medium are relatively seldom discussed in literature. This can be explained by a vast number of problems associated with the ultrasound-unfriendly nature of gaseous medium.

The monograph presents a number of selected problems concerning the conditions which must be met for ultrasonic waves to be efficiently used in active operations and passive applications in various gaseous media. Basic parameters of gaseous medium affecting the transmission of ultrasonic waves were discussed, special attention being paid to the problem of ultrasonic wave attenuation. An analysis of the equation for the ultrasonic link range in gaseous medium as well as a computer model of link in the stationary and non-stationary gaseous media in terms of its use in constructing research setups and devices designed for active and passive applications were presented. The problem of matching up high acoustic impedance of ultrasonic transducers with low acoustic impedance of gaseous media was discussed. The solution to this problem is the basis for construction transducer.

A number of ultrasonic transducers were presented and their properties were discussed, they work in gaseous media at the frequency ranges of 20–100 kHz and 100 kHz–2 MHz, and have been constructed in the Ultrasonic Laboratory of Institute of Telecommunications and Acoustics of Wrocław University of Technology. The ways of shaping the transducer's directivity characteristic as well as the ways of concentrating ultrasonic energy and measurement methods of other transducer's parameters were presented. Examples of applications of ultrasonic transducers in testing equipment and control-measurement devices were given. Potential uses of transducers in various branches of science and technology were indicated.

SPIS TREŚCI

Podziękowania	3
1. Wstęp	5
1.1. Wprowadzenie	5
1.2. Cel, zakres i układ pracy	6
2. Transmisja fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym	12
2.1. Krótka charakterystyka ośrodka gazowego	12
2.1.1. Ośrodek stacjonarny i niestacjonarny	12
2.1.2. Parametry akustyczne ośrodka gazowego	14
2.2. Aeroakustyczne równanie zasięgu	22
2.3. Komputerowy model łącza ultradźwiękowego w ośrodku gazowym	27
2.3.1. Komputerowy model łącza w warunkach statycznych	27
2.3.2. Komputerowy model łącza w warunkach przepływu ośrodka gazowego	36
3. Dopasowanie impedancji akustycznej źródeł ultradźwiękowych do impedancji akustycznej ośrodka gazowego	49
3.1. Osiowo-symetryczna płyta promieniująca	50
3.1.1. Krzywa dynamiczna drgań płyty	50
3.1.2. Warunki graniczne	50
3.1.3. Algorytm obliczeniowy	53
3.1.4. Przykładowe wyniki obliczeń	60
3.2. Prostokątna płyta promieniująca	61
3.3. Akustyczne warstwy dopasowujące	67
4. Przetworniki ultradźwiękowe do pracy w ośrodku gazowym w paśmie częstotliwości 20–100 kHz	75
4.1. Przetwornik piezomagnetyczny z osiowo-symetryczną płytą promieniującą	76
4.2. Przetwornik piezoelektryczny typu „sandwich” z masą promieniującą o małej impedancji akustycznej	77
4.3. Przetwornik piezoelektryczny typu „sandwich” z osiowo-symetryczną płytą drgającą	83
4.3.1. Badania eksperymentalne przetworników	86
4.4. Przetwornik z osiowo-symetrycznym elementem piezoelektrycznym drgającym radialnie	106
4.5. Przetwornik z prostokątną płytą promieniującą, drgającą w modzie pasemkowym	121
5. Przetworniki ultradźwiękowe do pracy w ośrodku gazowym w paśmie częstotliwości 100 kHz–2 MHz	129
5.1. Przetwornik ultradźwiękowy z płaskim elementem piezoelektrycznym z warstwą dopasowującą	130
5.2. Przetwornik ultradźwiękowy ze sferycznym elementem piezoelektrycznym	151
6. Przetworniki ultradźwiękowe pracujące w paśmie powyżej 2 MHz	160
7. Źródła parametryczne w powietrzu	161
7.1. Wpływ nieliniowych własności ośrodka na zmianę kształtu czoła fali [7.14, 7.17]	161
7.2. Parametryczne wytwarzanie fali akustycznej w powietrzu	165

8. Przykłady zastosowań przetworników ultradźwiękowych do pracy w ośrodkach gazowych opracowanych w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej ITA Politechniki Wrocławskiej	175
8.1. Pomiar wysokości urobku na przenośnikach taśmowych	175
8.2. Pomiar nieciągłości strugi na przenośnikach taśmowych	178
8.3. Pomiar poziomu wypełnienia zbiorników	180
8.4. Pomiar przekroju wewnętrznego przewodów rurowych	183
8.5. Pomiar prędkości przepływu gazu	186
8.6. Rozpoznawanie kształtu, rozmiarów i położenia obiektów w ośrodku gazowym metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej (UTT)	197
8.6.1. Geometria pomiarów tomograficznych	197
8.6.2. Rozpoznawanie kształtów, rozmiaru i położenia obiektów metodą UTT	199
8.7. Wyznaczanie rozkładu temperatury gazu i składu binarnych mieszanin gazów metodą ultradźwiękowej tomografii transmisyjnej	206
8.8. Skaningowa mikroskopia akustyczna z gazowym ośrodkiem sprzęgającym	210
8.8.1. Wprowadzenie	210
8.8.2. Układ pomiarowy skaningowego fazoczułego mikroskopu akustycznego z gazowym ośrodkiem sprzęgającym	212
8.8.3. Rozdzielczość mikroskopu z gazowym ośrodkiem sprzęgającym	217
8.8.4. Inne możliwości wykorzystania mikroskopu akustycznego z gazowym ośrodkiem sprzęgającym	222
8.9. Demonstracja zjawiska lewitacji ultradźwiękowej	226
9. Zakończenie	231
Bibliografia	234
Streszczenie w języku angielskim	250

CONTENTS

Acknowledgement	3
1. Foreword	5
1.1. Introduction	5
1.2. Purpose, scope and composition of monograph	6
2. Transmission of ultrasonic waves in gaseous medium	12
2.1. Short characteristic of gaseous medium	12
2.1.1. Stationary and non-stationary media	12
2.1.2. Acoustic parameters of gaseous medium	14
2.2. Aeroacoustic range equation	22
2.3. Computer model of the ultrasonic link in the gaseous medium	27
2.3.1. Computer model of link in stationary conditions	27
2.3.2. Computer model of link in conditions of gaseous medium flow	36
3. Matching acoustic impedance of ultrasonic sources with acoustic impedance of gaseous medium	49
3.1. Axially symmetrical radiating plate	50
3.1.1. Dynamic curve of plate vibrations	50
3.1.2. Boundary conditions	50
3.1.3. Calculation algorithm	53
3.1.4. Examples of calculation results	60
3.2. Rectangular radiating plate	61
3.3. Acoustic matching layers	67
4. Ultrasonic transducers for operation in gaseous medium in 20–100 kHz frequency band	75
4.1. Piezomagnetic transducer with axial-symmetric radiating plate	76
4.2. “Sandwich” piezoelectric transducer with radiating mass of low acoustic impedance	77
4.3. “Sandwich” piezoelectric transducer with axial-symmetric plate vibrating	83
4.3.1.	86
4.4. Transducer with axial-symmetric piezoelectric element vibrating radially	106
4.5. Transducer with rectangular radiating plate vibrating in strip mode	121
5. Ultrasonic transducers that operate in gaseous medium in the frequency band range of 100 kHz –2 MHz	129
5.1. Ultrasonic transducer with flat piezoelectric element with matching layer	130
5.2. Ultrasonic transducer with spherical piezoelectric element	151
6. Ultrasonic transducers in band above 2 MHz	160
7. Parametric sources in air	161
7.1. Influence of non-linear properties of medium on the shape change of wave front [7.14, 7.17]	161
7.2. Parametric generation of acoustic wave in air	165
8. Examples of ultrasonic transducer applications in operation in gaseous media	175
8.1. Measurement of output level on band conveyors	175

46

8.2. Stream discontinuity measurement on band conveyors 178

8.3. Measurement of containers' filling level 180

8.4. Measurement of internal cross-section of tubular conductors 183

8.5. Gas flow rate measurement 186

8.6. Recognition of shape, size and location of objects in gaseous medium by UTT 197

 8.6.1. Geometry of tomographic measurement 197

 8.6.2. Recognition of shape, size and location of object in parallel ray projection geometry 199

8.7. Determining gas temperature distribution and content of binary gaseous mixtures by UTT 206

8.8. Scanning acoustic microscope with gaseous coupling medium 210

 8.8.1. Introduction 210

 8.8.2. Measurement setup of phase-sensitive scanning acoustic microscope with gaseous coupling medium 212

 8.8.3. Resolution of microscope with gaseous coupling medium 217

 8.8.4. Other possibilities of using acoustic microscope with gaseous coupling medium 222

8.9. Demonstration of ultrasonic levitation phenomenon 226

9. Conclusion 231

Bibliography 234

Summary 250





Zagadnienia generacji, transmisji w ośrodkach gazowych są stosunkowo trudne. Wynika to głównie z dużej różnicy między nieprzystającym dla ultradźwięków ośrodkiem, jakim jest ośrodek gazowy.

W książce przedstawiono kilka wybranych zagadnień dotyczących warunków, jakie muszą być spełnione, aby możliwe było skuteczne wykorzystanie fal ultradźwiękowych w ośrodku gazowym. Przedstawiono szereg opracowanych w Pracowni Techniki Ultradźwiękowej Instytutu Telekomunikacji, Teleinformatyki i Akustyki rozwiązań przetworników ultradźwiękowych pracujących w ośrodkach gazowych w paśmie częstotliwości $20 \div 100$ kHz i 100 kHz $\div$ 2 MHz oraz omówiono ich właściwości. Podano przykłady zastosowań tych przetworników w aparaturze badawczej i w urządzeniach kontrolno-pomiarowych w przemyśle.



Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w księgarni
„Tech”

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
budynek A-1 PWr., tel. (0-71) 321 32 52
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową

ISBN 83-7085-890-2