

Na prawach rękopisu

INSTYTUT TELEKOMUNIKACJI I AKUSTYKI
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Dział A
Akustyka

Raport nr I-28/PRE-029/81

Analiza metod jednoczesnego
pomiaru ciśnienia akustycznego
i jego gradientu w zakresie
małych częstotliwości

Bolesław Bogusz

PRACA DOKTORSKA

Promotor : doc. dr inż. Janusz Renowski

Słowa kluczowe:

natężenie akustyczne,
moc akustyczna,
impedancja akustyczna

Wrocław 1981

mgr inż. Bolesław Bogusz
Instytut Telekomunikacji i Akustyki
Politechniki Wrocławskiej
Wrocław ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27

Raport wpłynął do redakcji 1.vii. 81

SPIS TREŚCI

str.

1. W s t ę p	6
1.1. Cel podjęcia pracy.....	6
1.2. Przegląd prac dotyczących metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.....	7
1.3. Cele pracy.....	9
1.4. Układ pracy.....	9
2. Pomiary mocy akustycznej w oparciu o metody jed- noczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu	13
2.1. Przegląd podstawowych metod określania mocy akustycznej źródeł dźwięku.....	13
2.2. Określenie natężenia akustycznego w oparciu o pomiar sumy i różnicy ciśnień.....	15
2.2.1. Określenie natężenia akustycznego przez dwupunktowy pomiar ciśnienia.....	20
2.2.2. Określenie natężenia akustycznego przez pomiar widma wzajemnego sygnałów z dwóch mikrofonów.....	23
2.3. Czynniki wpływające na dokładność metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycz- nego i jego gradientu.....	24
2.3.1. Błędy estymacji ciśnienia i gradientu ciśnienia dla fali płaskiej.....	25
2.3.2. Błąd estymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej zerowego rzędu.....	32

2.3.3.	Błąd estymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej pierwszego rzędu.....	38
2.3.4.	Błąd estymacji natężenia akustycznego dla fali walcowej.....	41
2.3.5.	Wnioski	43
2.3.6.	Błędy układu pomiarowego.....	46
2.3.6.1.	Wpływ niejednakowego wzmocnienia torów mikrofonowych.....	46
2.3.6.2.	Wpływ przesunięcia fazy sygnałów w torach pomiarowych.....	47
2.3.6.3.	Wpływ nieprostokątnego usytuowania mikrofonów.....	50
2.3.6.4.	Wpływ szumów.....	52
2.3.6.5.	Wpływ czasu uśredniania.....	53
2.3.6.6.	Wnioski.....	57
3.	Wykorzystanie rury akustycznej do kalibracji układów pomiarowych.....	61
3.1.	Określenie mocy akustycznej w rurze.....	61
3.2.	Wyznaczanie charakterystyk amplitudowych i fazowych torów	63
4.	Eliminacja błędów układu pomiarowego.....	67
4.1.	Eliminacja błędu przesunięcia fazy sygnałów w torach pomiarowych.....	67
4.2.	Zagadnienie prawidłowej orientacji układu mikrofonów.....	70
5.	Weryfikacja eksperymentalna metody.....	73
5.1.	Pomiary mocy akustycznej w rurze.....	73
5.1.1.	Układy pomiarowe.....	73

5.1.2. Wyniki pomiarów.....	76
5.1.3. Analiza wyników.....	79
5.2. Pomiary natężenia akustycznego w funkcji odległości od źródła.....	83
5.2.1. Układ pomiarowy.....	83
5.2.2. Wyniki pomiarów.....	84
5.2.3. Analiza wyników.....	85
5.3. Pomiary charakterystyk kierunkowości układu mikrofonów dla ciśnienia, prędkości i natężenia akustycznego.....	88
5.3.1. Układ pomiarowy.....	88
5.3.2. Wyniki pomiarów	90
6. Wyznaczanie impedancji akustycznej w oparciu o metodę jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu	97
6.1. Wyprowadzenie zależności na impedancję akustyczną i zespolony współczynnik odbicia w rurze akustycznej.....	98
6.2. Ograniczenia metody.....	102
6.3. Pomiary impedancji akustycznej i zespolonego współczynnika odbicia.....	103
6.3.1. Układ pomiarowy.....	104
6.3.2. Rura akustyczna zakończona powierzchnią absolutnie sztywną.....	105
6.3.3. Rura zakończona próbką mat. pochłaniającego.....	117
6.3.4. Analiza wyników pomiarów impedancji oraz zespolonego współczynnika odbicia.....	117
7. Wnioski końcowe	123
Literatura	

1. W s t ę p .

1.1. Cel podjęcia pracy .

W ostatnich latach coraz większe zainteresowanie dotyczy pomiarów natężenia akustycznego. Na podstawie pomiarów tej wielkości można określić nie tylko poziom hałasu źródła, lecz również kierunek przepływu energii, co może być użyteczne w lokalizacji źródeł hałasu. W standardach dotyczących emisji hałasu pożądana jest znajomość całkowitej mocy akustycznej promieniowanej przez źródło. Moc akustyczna definiowana jest jako średnia wartość strumienia energii przepływającego w jednostce czasu przez daną powierzchnię. Stąd obserwuje się znaczny rozwój standardowych metod estymacji mocy akustycznej poprzez pomiar ciśnienia akustycznego w pobliżu źródła pracującego w takich środowiskach akustycznych jak komory bezechowe, czy też pogłosowe.

Konwencjonalne oszacowanie natężenia akustycznego korzystające z prostej zależności między natężeniem i kwadratem ciśnienia akustycznego jest słuszne w obrębie pola dalekiego źródła, w którym natężenie akustyczne jest proporcjonalne do średniego kwadratu ciśnienia. Stąd nie można wykonywać pomiarów tuż przy źródle, a więc pomiarów, które mogą dostarczyć użytecznej informacji o udziale poszczególnych elementów źródła w całkowitej mocy promieniowanej. W rzeczywistych warunkach pracy źródła w założonej odległości pomiarowej, udział energii akustycznej pochodzącej od pola rozproszonego może być tego samego rzędu lub większy niż pochodzącej od pola dalekiego źródła. Stąd niejednokrotnie należy wprowadzić korekcję ze względu na wpływ pomieszczenia.

Powyższe utrudnienia sprawiły, że zaczęto poszukiwać metod pozwalających na pomiary w polu bliskim i w rzeczywistych warunkach pracy źródeł /in situ/.

Sytuacja taka jest nieunikniona w przypadku pomiarów źródeł, których energia skoncentrowana jest w zakresie infradźwięków i małych częstotliwości akustycznych [8].

Najbardziej obiecująca metoda pomiaru natężenia akustycznego obejmuje jednoczesny pomiar ciśnienia dźwięku w dwóch punktach, znajdujących się w niewielkiej odległości (w porównaniu z długością fali) w przestrzeni, przy pomocy dwóch mikrofonów [14, 27]. Metoda taka może być zastosowana w zasadzie w dowolnym akustycznym środowisku pomiarowym, jak również nie stawia ona wymagań właściwych konwencjonalnym metodom estymacji mocy akustycznej.

Możliwość określenia zarówno ciśnienia akustycznego i prędkości akustycznej, jak też przesunięcia fazy między tymi wielkościami, pozwala również na określenie impedancji akustycznej, i może być niezmiernie istotna w badaniach nad oddziaływaniem i percepcją infradźwięków przez organizm ludzki.

1.2. Przegląd prac dotyczących metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.

Zasada urządzenia do pomiaru natężenia akustycznego została przedstawiona po raz pierwszy w patencie H.F. Olsona z 1932 r. [21, 22]. W swoim rozwiązaniu zaproponował on zastosowanie mikrofonu wstęgowego (prędkościowego) w połączeniu z mikrofonem ciśnieniowym do pomiaru natężenia akustycznego.

W 1941 r. miernik natężenia dźwięku korzystający ze wstęgowego mikrofonu prędkościowego i dwóch krystalicznych mikrofonów

ciśnieniowych opisali Clapp i Firestone [10,5].

W urządzeniu opisanym przez Bakera [1] prędkość akustyczna była mierzona za pomocą specjalnej konstrukcji kierunkowego anemometru z podgrzewaną nicią metaliczną. Zasadniczym problemem we wszystkich wyżej podanych rozwiązaniach był pomiar prędkości akustycznej. Przetworniki stosowane do tego celu okazywały się niepraktyczne w powszechnym zastosowaniu. Jedno z najbardziej obiecujących rozwiązań problemu pomiaru prędkości akustycznej, przez określenie tej wielkości z pomiaru gradientu ciśnienia, zaproponował Schultz [27]. Możliwość konstrukcji takiego urządzenia wynikała z postępów elektroniki, ale głównie technologii nowych tworzyw pozwalających na konstrukcję odpowiednich przetworników elektrostatycznych. Zaproponowana przez niego zasada wyznaczania sumy i różnicy ciśnień do określania ciśnienia i prędkości akustycznej, stała się podstawą obecnie stosowanych metod pomiaru natężenia akustycznego. Metody współcześnie proponowane charakteryzują się następującymi wspólnymi im cechami:

- mierzonym parametrem jest tylko ciśnienie akustyczne,
- prędkość akustyczna jest określana z gradientu ciśnienia.

W ostatnim okresie zostały opublikowane prace, które nie tylko zajmują się zagadnieniami użyteczności i praktycznego zastosowania tych metod, lecz również dokonana jest w nich częściowa analiza metod i błędów z nimi związanych. Prace te opublikowali Fahy [13,14], Pavič [23], Cook [11], Chung [9], Munro [20]. Niemniej prace te nie wyczerpują zagadnień związanych z analizą metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu. Próby zastosowania tych metod w zakresie małych częstotliwości akustycznych sprawiły, że zaistniała konieczność dokonania ich

pełniejszej analizy, określenia błędów towarzyszących tym metodom, jak również stosowanym układom pomiarowym. Jest to o tyle istotne, że z dotychczasowych prac z tej dziedziny wynika, że metody te można stosować w ograniczonym od góry zakresie częstotliwości, natomiast zakres małych częstotliwości nie jest w ogóle analizowany.

1.3. Cele pracy.

Celem niniejszej pracy było dokonanie analizy metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu, pod kątem możliwości zastosowania tych metod w zakresie infradźwięków i małych częstotliwości akustycznych.

Ustalono następujące szczegółowe cele pracy:

- dokonanie analizy błędów metody dla podstawowych rodzajów fal,
- przedstawienie problemów i wynikających stąd błędów związanych ze specyficznymi wymaganiami dotyczącymi układu pomiarowego,
- opracowanie metod kalibracji i eliminacji błędów układów pomiarowych,
- weryfikacja eksperymentalna omawianych metod pomiaru mocy i impedancji akustycznej.

Celem użytecznym analizy przeprowadzonej w niniejszej pracy powinno być dostarczenie informacji dotyczących właściwego projektowania układów pomiarowych, umożliwiających pomiary natężenia, czy też impedancji akustycznej z żadaną dokładnością.

1.4. Układ pracy.

Praca podzielona jest na siedem rozdziałów. Zawiera ona ponadto spis literatury cytowanej w tekście.

W rozdziale pierwszym, wstępnym, przedstawiono cel podjęcia pracy oraz dokonano przeglądu prac dotyczących metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu. W rozdziale tym sformułowano cel ogólny i konieczne do jego realizacji szczegółowe cele pracy.

W rozdziale drugim omówiono metody jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu. Wyprowadzono zależności na błędy estymacji natężenia akustycznego dla podstawowych typów fal, fali płaskiej, kulistej zerowego i pierwszego rzędu oraz fali walcowej. Zależność określająca błąd estymacji natężenia dla fali płaskiej jest zgodna z tą, którą podał Fahy i Pavić wychodząc z innych założeń. Zależności określające błędy estymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej pierwszego rzędu i fali walcowej, zgodnie z wiedzą autora, nie były nigdy dotąd publikowane. W rozdziale tym przedstawiono również zależności na błędy układu pomiarowego. Obok dotychczas wzmiankowanych błędów fazy, czasu uśredniania, których wyprowadzenie zostało przedstawione, autor omówił i wyprowadził zależności na błędy niejednakowego wzmocnienia torów pomiarowych i nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów. Na podstawie przeprowadzonej analizy określono wymogi dotyczące optymalizacji układu pomiarowego.

W następnym, trzecim rozdziale przedstawiono możliwości wykorzystania rury akustycznej do kalibracji układów pomiarowych. Korzystając z zależności podanych przez Cooka, wyprowadzono wyrażenie określające moc akustyczną promieniowaną przez rurę w zależności od widma wzajemnego sygnałów z dwóch mikrofonów.

Rozdział czwarty jest poświęcony omówieniu zagadnień związanych z eliminacją błędów układu pomiarowego. Przedstawiono

podstawy matematyczne metody eliminacji błędu fazy torów zaproponowanej przez Chunga. Zaproponowano metodę eliminacji błędu nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów.

W rozdziale piątym przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych weryfikujących zarówno metodę pomiaru, jak i zależności związane z wpływem układu pomiarowego na błędy pomiarów.

Rozdział szósty dotyczy możliwości zastosowania metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu do określenia impedancji akustycznej i zespolonego współczynnika odbicia. Przytoczono podstawy teoretyczne metody zaproponowanej przez Seyberta i Rossa. Dokonano dyskusji ograniczeń metody z uwzględnieniem zakresu małych częstotliwości. Przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych.

W rozdziale siódmym przedstawiono wnioski końcowe wynikające z pracy oraz wkład pracy autora w dziedzinie metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.

W pracy pominięto szereg zagadnień omawianych w licznie dostępnej literaturze jak np. zagadnienia związane z przetwornikami ciśnienia i prędkości akustycznej na ten zakres częstotliwości, czy też błędami metod cyfrowych.

Pracę ułożono w takiej formie, by stanowiła całościowe przedstawienie problemów wynikłych z zastosowania metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu w zakresie infradźwięków i małych częstotliwości akustycznych.

Również ze względów objętościowych zrezygnowano z przedstawienia w pracy bogatego oprogramowania wykorzystanego do realizacji pracy.

Na szczególne podkreślenie zasługuje tu opracowanie biblioteki oprogramowania stałoprzecinkowego do obliczeń widm i operacji na nich, co w znacznym stopniu zwiększyło możliwości obliczeniowe, jak i w poważnym stopniu skróciło czas wykonywania obliczeń.

Pomiary mocy akustycznej w oparciu o metody jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.

Moc akustyczna lub jej poziom jest parametrem charakteryzującym źródła dźwięku. Pomiary mocy akustycznej źródeł, których energia jest skoncentrowana w zakresie małych częstotliwości akustycznych napotykają dotąd na duże trudności wynikłe z własności podstawowych metod pomiaru tej wielkości.

2.1. Przegląd podstawowych metod określania mocy akustycznej źródeł dźwięku.

Moc akustyczna definiowana jest jako średnia wartość strumienia energii przepływającego w jednostce czasu przez daną powierzchnię [18], czyli

$$N = \iint_S I_n \, dS \quad , \quad (2.1)$$

przy czym I_n jest składową natężenia akustycznego prostopadłą do elementu powierzchni.

Pomiar mocy akustycznej emitowanej przez źródło może być realizowany przy pomocy różnych metod. Metody te korzystają z różnych równań wiążących moc akustyczną z eksperymentalnie obserwowanymi wielkościami, stąd błąd jest zależny od zastosowanej techniki pomiaru [26]. W szczególności największej uwagi wymaga błąd wynikający z przestrzennego uśredniania ciśnienia.

W pomiarach mocy akustycznej w polu swobodnym przestrzennie uśredniany kwadrat ciśnienia mierzony jest na hipotetycznej półkuli otaczającej źródło. W metodzie tej operuje się pojęciem

zredukowanego kwadratu ciśnienia ($p^2/\rho_0 c$), który jest równy natężeniu akustycznemu jedynie dla bieżącej fali płaskiej. Stąd pomiary w polu swobodnym należy wykonywać w takiej odległości od źródła, by falę emitowaną przez źródło móc traktować jako lokalnie płaską. W polu dalekim źródła dźwięku można brać pod uwagę tylko moc rzeczywistą źródła (moc urojona pomijalnie mała, moc rzeczywista niezależna od odległości od źródła). Wartość błędu określenia mocy akustycznej zależy zarówno od liczby, jak i sposobu rozmieszczenia punktów pomiarowych na powierzchni otaczającej źródło dźwięku.

W przypadku określania mocy akustycznej źródła w polu rozproszonym, wypadkowy zredukowany kwadrat ciśnienia w punkcie tego pola jest sumą kwadratów ciśnień fal składowych zbiegających się w tym punkcie ze wszystkich kierunków. Aby pole w pomieszczeniu można było traktować jako pole idealnie rozproszone, pomieszczenie to powinno spełniać szereg warunków. W polu idealnie rozproszonym średnia gęstość energii jest stała, niezależna od położenia punktu w obszarze tego pola. W pobliżu silnie odbijających powierzchni ograniczających pomieszczenie, w pobliżu krawędzi oraz naroży występują interferencje, w wyniku których średnia gęstość energii potencjalnej pola nie jest stała i zależy od położenia punktu względem tych powierzchni. Stąd istnieje w pomieszczeniu pewien obszar, wewnątrz którego błąd pomiaru ciśnienia akustycznego, wynikający z usytuowania punktu pomiarowego względem powierzchni ograniczających pomieszczenie, jest duży. Wielkość tego obszaru jest zależna od długości fali, gdyż udział energii zgromadzonej w pobliżu krawędzi i naroży wzrasta wraz z maleniem częstotliwości.

Gdy nie mogą być spełnione warunki pola swobodnego lub rozproszonego lub też dokładne wyznaczenie parametrów akustycznych powierzchni jest z różnych względów niemożliwe, można stosować metodę pomiaru mocy akustycznej korzystającą z porównawczego źródła dźwięku o znanej mocy akustycznej. Jako źródło porównawcze stosuje się źródło o możliwie małych wymiarach, wszechkierunkowej charakterystyce promieniowania i stałej gęstości widmowej mocy we wszystkich pasmach częstotliwości, w których określa się moc akustyczną badanego źródła. Moc akustyczna źródła porównawczego powinna być stała w czasie i na tyle duża, aby poziom tła w każdym paśmie częstotliwości był znacznie mniejszy od odpowiedniego poziomu ciśnienia akustycznego źródła porównawczego. Metoda ta wykazuje najsilniejszą zależność (w porównaniu do wyżej wymienionych) błędu określania mocy akustycznej w zależności od błędu pomiaru przestrzennie uśrednionego ciśnienia.

Trudności z zastosowaniem wyżej wymienionych metod w przypadku źródeł, których energia jest skoncentrowana w zakresie infradźwięków i małych częstotliwości akustycznych sprawiły, że postanowiono poszukać metod pomiarowych pozwalających na pomiary w polu bliskim i w rzeczywistych warunkach pracy źródeł. Takimi metodami są metody jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.

2.2. Określenie natężenia akustycznego w oparciu o pomiar sumy i różnicy ciśnienia.

W środowisku liniowym bez przepływu, równanie dynamiczne równowagi sił (równanie Eulera), wiąże gradient ciśnienia i prędkość akustyczną następująco:

$$\text{grad } p(r,t) = - \rho_0 \frac{\partial u(r,t)}{\partial t} \quad .$$

Przekształcając to równanie otrzymujemy wyrażenie na prędkość akustyczną:

$$u(r,t) = - \frac{1}{\rho_0} \int_0^t \text{grad } p(r,t) dt \quad . \quad (2.2)$$

Podstawiając równanie (2.3) do wyrażenia na natężenie akustyczne, otrzymujemy:

$$\langle I(r,t) \rangle = - \frac{1}{\rho_0} \langle p(r,t) \int_0^t \text{grad } p(r,t) dt \rangle , \quad (2.3)$$

przy czym $\langle . \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T . dt$.

Rozważmy dwa wszechkierunkowe mikrofony ciśnieniowe umieszczone w odległości d od siebie, których sygnały wyjściowe wynoszą $p_1(r_1,t)$ i $p_2(r_2,t)$. Gradient ciśnienia może być aproksymowany przez podzielenie różnicy tych sygnałów przez odległość między mikrofonami pomiarowymi. Wielkość tę należy następnie scałkować dla otrzymania sygnału proporcjonalnego do prędkości akustycznej. Suma tych dwóch sygnałów jest formowana dla otrzymania sygnału aproksymującego średnie ciśnienie w punkcie w połowie odległości między mikrofonami.

Rozpatrując składową natężenia akustycznego w kierunku s otrzymujemy:

$$\langle I_s(r_0,t) \rangle = - \frac{1}{\rho_0} \langle p(r_0,t) \int_0^t \frac{\partial p}{\partial s} dt \rangle . \quad (2.4)$$

Powyżej przyjęte aproksymacje można zapisać jako:

$$\frac{\partial p(r_0, t)}{\partial s} \approx \frac{p_2(r_2, t) - p_1(r_1, t)}{d} \quad (2.5)$$

dla gradientu ciśnienia i

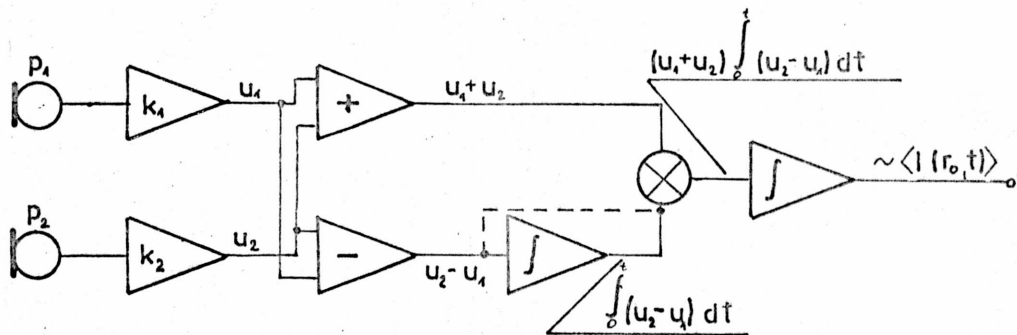
$$p(r_0, t) \approx \frac{p_1(r_1, t) + p_2(r_2, t)}{2} \quad (2.6)$$

dla ciśnienia akustycznego; przy czym p_1 i p_2 oznaczają ciśnienia akustyczne mierzone odpowiednio w punktach r_1 i r_2 oddległych od siebie o d .

Podstawiając równanie (2.5) i (2.6) do wzoru (2.4) otrzymujemy:

$$\langle I_s(r_0, t) \rangle = - \frac{1}{2\rho_0 d} \langle (p_1 + p_2) \int_0^t (p_2 - p_1) dt \rangle. \quad (2.7)$$

Na rys. 2.2 przedstawiono schemat blokowy układu pomiarowego natężenia akustycznego realizującego równanie (2.7).



Rys.2.2. Schemat blokowy układu pomiarowego natężenia realizującego równanie (2.7).

Wielkość sygnału różnicy ciśnienia wzrasta wraz ze zwiększaniem się liczby falowej. Stąd dla małych częstotliwości istnieją ostre wymagania na parametry toru pomiarowego, dla zachowania

odpowiedniego stosunku sygnał-szum. Ponieważ stosowane operacje odejmowania i całkowania mają tendencję do zmniejszania stosunku sygnał-szum, możliwe jest umieszczenie obwodu całkowania w gałęzi sumy, co spowoduje jedynie zmianę znaku algebraicznego mierzonego natężenia (jest to słuszne dla sygnałów skończonych w przedziale czasu $[0, \infty)$ - patrz rozdział 2.2.1). W celu skompensowania tego zjawiska należałoby zamienić pozycje mikrofonów. Zasadnicza wada umieszczenia obwodu całkowania w gałęzi sumy polega na tym, że w takim układzie nie otrzymujemy sygnału proporcjonalnego do prędkości akustycznej, przez co utrudnione jest zastosowanie tego układu w pomiarach impedancji akustycznej. W przypadku sygnałów szerokopasmowych preferowane jest całkowanie analogowe różnicy ciśnień, gdyż redukcja wartości tego sygnału jest proporcjonalna do częstotliwości. Dla ustalonej odległości mikrofonów jest ona w przybliżeniu kompensowana przez wzrost wartości różnicy ciśnień wraz ze wzrostem liczby falowej. Stąd konieczne wzmocnienie kanału różnicy może pozostać w przybliżeniu niezależne od częstotliwości dla ustalonej odległości między mikrofonami odpowiadającej najmniejszej interesującej długości fali. Układowa realizacja schematu blokowego przedstawionego na rys. 2.2 nie stanowi żadnych trudności, niemniej jednak ze względu na wpływ charakterystyk amplitudowych i fazowych poszczególnych torów na wielkość błędu oszacowanie natężenia akustycznego (patrz rozdział 2.3), poszczególne elementy torów powinny spełniać dość ostre wymagania. Dlatego też wyeliminowanie niektórych elementów torów może przyczynić się do wzrostu dokładności aproksymacji natężenia akustycznego.

Wyznaczanie części rzeczywistej i urojonej zespolonego natężenia akustycznego.

Układ pomiaru natężenia akustycznego przedstawiony na rys. 2.2, po niewielkich modyfikacjach zaproponowanych przez Stanton'a i Beyera [30], może zostać wykorzystany do pomiaru części rzeczywistej i urojonej zespolonego natężenia akustycznego.

Wychodząc z definicji zespolonego natężenia akustycznego w postaci :

$$\underline{I} = \frac{1}{2} \underline{p} \cdot \underline{u}^* ,$$

część rzeczywistą i urojoną natężenia akustycznego można przedstawić jako:

$$\operatorname{Re}(\underline{I}) = \frac{1}{2} (\underline{I} + \underline{I}^*) = \frac{1}{4} (\underline{p} \cdot \underline{u}^* + \underline{p}^* \cdot \underline{u}), \quad (2.8)$$

$$\operatorname{Im}(\underline{I}) = \frac{1}{2j} (\underline{I} - \underline{I}^*) = \frac{1}{4j} (\underline{p} \cdot \underline{u}^* - \underline{p}^* \cdot \underline{u}),$$

przy czym * oznacza wielkość sprzężoną.

Dla sygnałów harmoniczych, wartość średnia iloczynu rzeczywistych wartości ciśnienia i prędkości akustycznej jest związana z ich zespolonymi wartościami następująco [29]:

$$\langle \underline{p} \cdot \underline{u} \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\underline{p} \cdot \underline{u}^*) . \quad (2.9)$$

Stąd możemy zapisać :

$$\langle \underline{p} \cdot \underline{u} \rangle = \frac{1}{4} (\underline{p} \cdot \underline{u}^* + \underline{p}^* \cdot \underline{u}) . \quad (2.10)$$

Podobne wyrażenie możemy zapisać dla wartości średniej iloczynu rzeczywistych wartości ciśnienia i przyspieszenia cząstki:

$$\langle \underline{p} \cdot \underline{a} \rangle = \frac{1}{4} (\underline{p} \cdot \underline{a}^* + \underline{p}^* \cdot \underline{a}) . \quad (2.11)$$

Przyspieszenie cząstki związane jest z prędkością cząstki następującą zależnością :

$$\underline{a} = j \omega \underline{u} .$$

Podstawiając powyższą zależność do wzoru (2.11), otrzymujemy:

$$\langle p \cdot a \rangle = \frac{\omega}{4j} (\underline{p} \cdot \underline{u}^* - \underline{p}^* \cdot \underline{u}) . \quad (2.12)$$

Podstawiając zależności (2.10) i (2.12) do wzoru (2.9), końcowe wyrażenie na zespolone natężenie akustyczne ma postać:

$$\underline{I} = \text{Re}(\underline{I}) + j \text{Im}(\underline{I}) = \langle p \cdot u \rangle + j \langle p \cdot a \rangle / \omega . \quad (2.13)$$

Jak widać z powyższego wzoru część rzeczywistą zespolonego natężenia akustycznego wyznacza się zgodnie ze schematem blokowym przedstawionym na rys. 2.2. Część urojona jest wyznaczana przez bezpośrednie pomnożenie sygnałów sumy i różnicy ciśnień, z pominięciem układu całkującego różnicę ciśnień (na rys. 2.2 zaznaczone to jest linią przerywaną). Dzielenie przez ω może być realizowane przez całkowanie wartości średniej iloczynu ciśnienia i przyspieszenia cząstki.

Część rzeczywista zespolonego natężenia akustycznego jest równa natężeniu czynnemu, natomiast część urojona natężeniu biernemu. Stąd dla wyznaczenia części urojonej natężenia akustycznego, znając jego część rzeczywistą, wystarczy określić przesunięcie fazy między sumą i scałkowaną różnicą ciśnień.

2.2.1. Określenie natężenia akustycznego przez dwupunktowy pomiar ciśnienia.

Jeśli sygnały ciśnienia $p_1(r_1, t)$ i $p_2(r_2, t)$ są funkcjami skończonymi w przedziale czasu $[0, \infty)$, wówczas :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{d(p_1 p_2)}{dt} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dp_1}{dt} p_2 + p_1 \frac{dp_2}{dt} \right) dt .$$

Wykorzystując wzór na całkowanie przez części otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} [p_1 p_2]_0^T - \int_0^T p_1 \frac{dp_2}{dt} dt + \int_0^T p_1 \frac{dp_2}{dt} dt &= \\ &= \frac{1}{T} [p_1(T) \cdot p_2(T) - p_1(0) \cdot p_2(0)] . \end{aligned}$$

Gdy $T \rightarrow \infty$ wyrażenie powyższe dąży do zera, a więc

$$\langle p_2 \frac{dp_1}{dt} \rangle = - \langle p_1 \frac{dp_2}{dt} \rangle . \quad (2.2.1)$$

Dla sygnałów stacjonarnych [13]

$$\langle p \frac{dp}{dt} \rangle = 0 . \quad (2.2.2)$$

Powyższe zależności zostaną wykorzystane dla określenia natężenia akustycznego przez dwupunktowy pomiar ciśnienia.

Wyrażenie (2.7) można rozpisać jako :

$$\begin{aligned} \langle I_s(r_0, t) \rangle &= - \frac{1}{2\rho_0 a} \langle p_1 \int_0^t (p_2 - p_1) dt + p_2 \int_0^t (p_2 - p_1) dt \rangle = \\ &= - \frac{1}{2\rho_0 a} \langle p_1 \int_0^t p_2 dt - p_1 \int_0^t p_1 dt + p_2 \int_0^t p_2 dt - p_2 \int_0^t p_1 dt \rangle . \end{aligned}$$

Dokonajmy podstawienia:

$$\begin{aligned} f(t) &= \int_0^t p_1 dt , & f'(t) &= p_1 \\ g(t) &= \int_0^t p_2 dt , & g'(t) &= p_2 \end{aligned}$$

Stąd

$$\begin{aligned} \langle I_s(r_0, t) \rangle = & - \frac{1}{2\rho_0 d} \langle f'(t) g(t) - f'(t) f(t) + \\ & + (g'(t)g(t) - g'(t)f(t)) \rangle . \end{aligned}$$

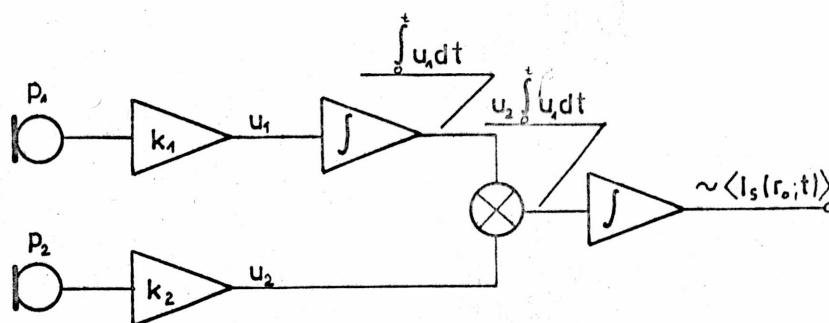
Wykorzystując zależności (2.2.1) i (2.2.2) otrzymujemy:

$$\langle I_s(r_0, t) \rangle = - \frac{1}{2\rho_0 d} \langle - 2f(t) \cdot g'(t) \rangle$$

i w konsekwencji

$$\langle I_s(r_0, t) \rangle = \frac{1}{\rho_0 d} \left\langle p_2 \int_0^t p_1 dt \right\rangle . \quad (2.2.3)$$

Na rys. 2.2.1 przedstawiono schemat blokowy układu pomiarowego natężenia akustycznego realizującego równanie (2.2.3).



Rys.2.2.1. Schemat blokowy układu pomiarowego natężenia akustycznego realizującego równanie (2.2.3).

Porównując przedstawiony powyżej schemat blokowy z zamieszczonym na rys. 2.2 można zauważyć dość znaczne uproszczenie układu pomiarowego przez wyeliminowanie członów sumy i różnicy sygnałów.

2.2.2. Określenie natężenia akustycznego przez pomiar widma wzajemnego sygnałów z dwóch mikrofonów.

Dla sygnałów harmoniczných zespolona amplituda prędkości akustycznej wynosi:

$$\underline{u} = - \frac{1}{j\rho_0\omega} \frac{\partial p}{\partial s} . \quad (2.2.4)$$

Podstawiając powyższe wyrażenie do wzoru (2.9) otrzymujemy:

$$I = \frac{1}{2\rho_0\omega} \operatorname{Im} \left[\underline{p} \frac{\partial p^*}{\partial s} \right] . \quad (2.2.5)$$

Stosując aproksymację określoną wzorami (2.5) i (2.6), natężenie akustyczne będzie określone jako:

$$I = \frac{1}{2\rho_0\omega d} \operatorname{Im} [\underline{p}_1 \underline{p}_2^*] . \quad (2.2.6)$$

Korelacja wzajemna sygnałów z dwóch mikrofonów jest definiowana jako:

$$S_{12}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T p_1(\tau) p_2(t+\tau) d\tau .$$

Jednostronna transformata Fouriera tej wielkości, definiowana tylko dla dodatnich częstotliwości wynosi :

$$\underline{G}_{12}(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} S_{12}(t) e^{-j\omega t} dt ,$$

przy czym $\omega > 0$.

Jeśli sygnały $p_1(t)$ i $p_2(t)$ są sygnałami harmonicznymi o częstotliwości ω_0 , tzn.

$$p_1(t) = \operatorname{Re} (\underline{p}_1 e^{j\omega_0 t}) ,$$

$$p_2(t) = \operatorname{Re} (\underline{p}_2 e^{j\omega_0 t}) ,$$

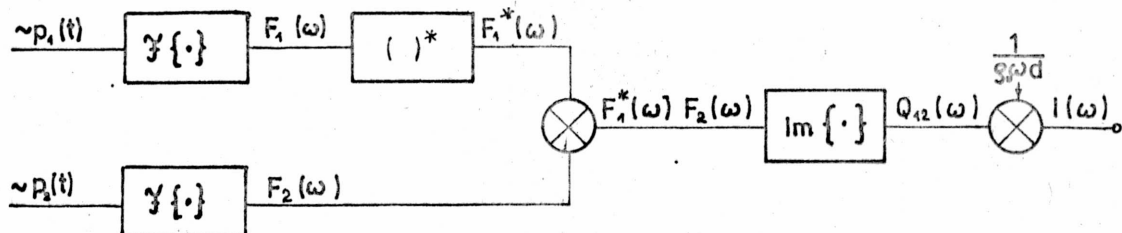
wówczas

$$G_{12}(\omega) = \frac{1}{2} p_1 p_2^* \delta \left[\frac{\omega - \omega_0}{2\pi} \right].$$

Stąd otrzymujemy [20] :

$$I(\omega) = \frac{1}{\omega \rho_0 d} \operatorname{Im} [G_{12}(\omega)]. \quad (2.2.7)$$

W ten sposób zostało otrzymane wyrażenie na zależność częstotliwościową natężenia akustycznego jako funkcję widma wzajemnego sygnałów ciśnienia akustycznego z dwóch mikrofonów. Na rys.2.2.2 przedstawiono schemat blokowy obliczania natężenia akustycznego zgodnie z równaniem (2.2.7)



Rys.2.2.2. Schemat blokowy obliczania natężenia akustycznego według równania (2.2.7).

2.3. Czynniki wpływające na dokładność metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.

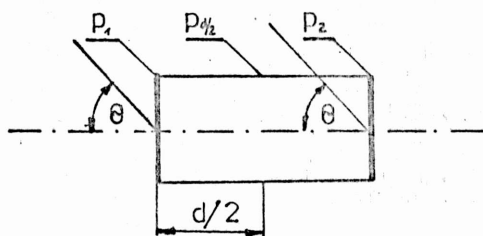
Zastosowanie metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu do określania natężenia, czy też impedancji akustycznej, wprowadza określone błędy pomiarowe.

Błędy te można podzielić na dwie zasadnicze grupy, a mianowicie na błędy wynikłe z zasady metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu oraz na błędy torów pomiarowych i układu mikrofonów ciśnieniowych.

2.3.1. Błędy estymacji ciśnienia i gradientu ciśnienia dla fali płaskiej.

Wykorzystując sumę i różnicę ciśnień w dwóch punktach przestrzeni jako odpowiedniki ciśnienia i gradientu ciśnienia w punkcie w połowie odległości między punktami pomiarowymi popełniamy pewien błąd. Teoretycznie błąd ten może być minimalizowany przez umieszczenie mikrofonów ciśnieniowych bardzo blisko siebie. Istnieje jednakże praktyczne ograniczenie tej odległości wynikające z dwóch powodów. Jednym z nich jest fizyczna wielkość mikrofonów, drugi wynika z faktu, że wielkość sygnału różnicy ciśnień jest zależna od tej odległości. Należy w takim razie rozważyć na wstępie błąd, jaki może powstać przez przyjęcie powyższej aproksymacji dla bieżącej fali płaskiej.

Rozważmy układ mikrofonów ciśnieniowych przedstawiony na rys. 2.3.1.



Rys.2.3.1. Układ mikrofonów ciśnieniowych.

Ciśnienia na membranach poszczególnych mikrofonów wynoszą:

$$p_1 = p_0 e^{j(\omega t - k(x - d/2 \cos \theta))} ,$$

$$p_2 = p_0 e^{j(\omega t - k(x + d/2 \cos \theta))} .$$

W połowie odległości między przetwornikami ciśnienie wynosi:

$$p_{d/2} = p_0 e^{j(\omega t - kx)} .$$

Rozpatrując sumę i różnicę ciśnień w kierunku propagacji fali i odnosząc je do odpowiednich wielkości ciśnienia i gradientu ciśnienia otrzymujemy:

- dla sumy ciśnień

$$\frac{(p_1 + p_2)/2}{p_{d/2}} = \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta \right), \quad (2.3.1)$$

- dla różnicy ciśnień

$$\frac{(p_2 - p_1)/d \cos \theta}{\frac{\partial p_{d/2}}{\partial x}} = \frac{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta \right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta} . \quad (2.3.2)$$

Oznacza to, że suma i różnica ciśnień (podzielona przez odległość między mikrofonami w kierunku propagacji fali) reprezentują dokładnie ciśnienie i gradient ciśnienia w połowie odległości między punktami pomiarowymi, jeśli są spełnione następujące związki :

- dla sumy ciśnień

$$\cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta \right) = 1 ,$$

- dla różnicy ciśnień

$$\frac{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta \right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta} = 1, \quad (2.3.2)$$

- dla iloczynu tych wielkości

$$\frac{\sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta\right)}{\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta} = 1$$

Ta ostatnia zależność posłuży nam do określenia błędu aproksymacji natężenia akustycznego.

$$\epsilon_d = \frac{\sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta\right)}{\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta} - 1 \quad (2.3.3)$$

Korzystając z rozwinięcia funkcji $\frac{\sin x}{x}$ w szereg potęgowy w postaci:

$$\frac{\sin x}{x} = 1 - \frac{x^2}{3!} + \frac{x^4}{5!} - \dots$$

i rozpatrując tylko dwa pierwsze wyrazy tego rozwinięcia otrzymujemy następujące wyrażenie na błąd aproksymacji:

$$\epsilon_d = -\frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{d \cos\theta}{\lambda}\right)^2 = -\frac{1}{6}(kd \cos\theta)^2 \quad (2.3.4)$$

Jak widać z powyższego wzoru błąd ten jest funkcją liczby falowej, odległości między mikrofonami i kąta padania fali. Wraz ze wzrostem kąta padania fali błąd ten maleje i w szczególności dla padania prostopadłego ($\theta = \pm \frac{\pi}{2}$) jest on równy zero. Nie ma to praktycznego znaczenia, gdyż składowa natężenia akustycznego w tym kierunku jest także równa zero.

Na rys. 2.3.2 przedstawiono przebieg błędu aproksymacji natężenia akustycznego w funkcji częstotliwości dla kilku odległości między mikrofonami i kąta padania $\theta = 0^\circ$. Na rys. 2.3.3 przedstawiono przebieg zależności między odległością mikrofonów, a częstotliwością dla założonego błędu aproksymacji natężenia

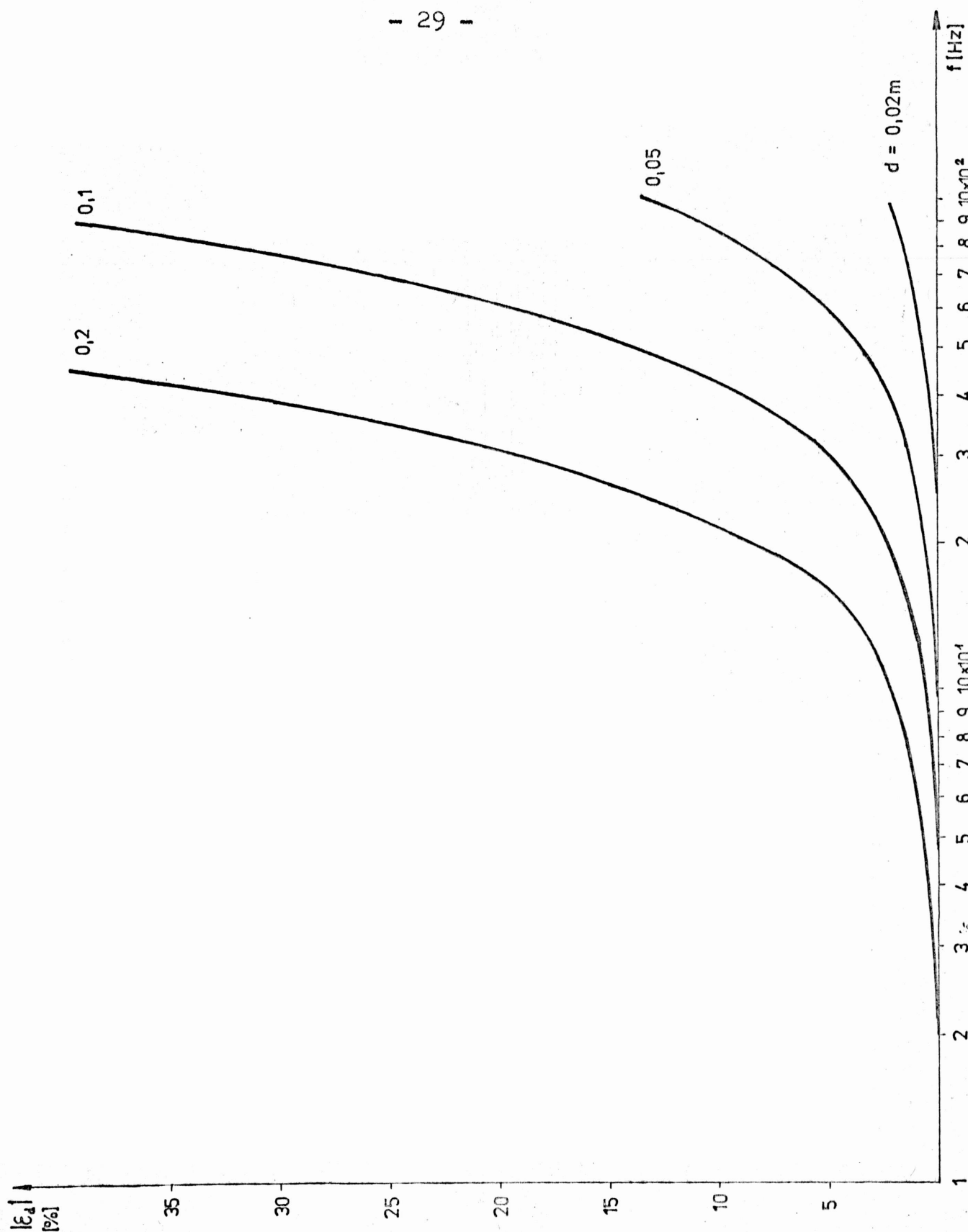
akustycznego (kąt padania fali $\Theta = 0^\circ$). Zależność ta może być ogólnie określona jako:

$$d \leq \frac{\sqrt{6} |\varepsilon_d|}{2 \pi} \quad \lambda = \beta \cdot \lambda$$

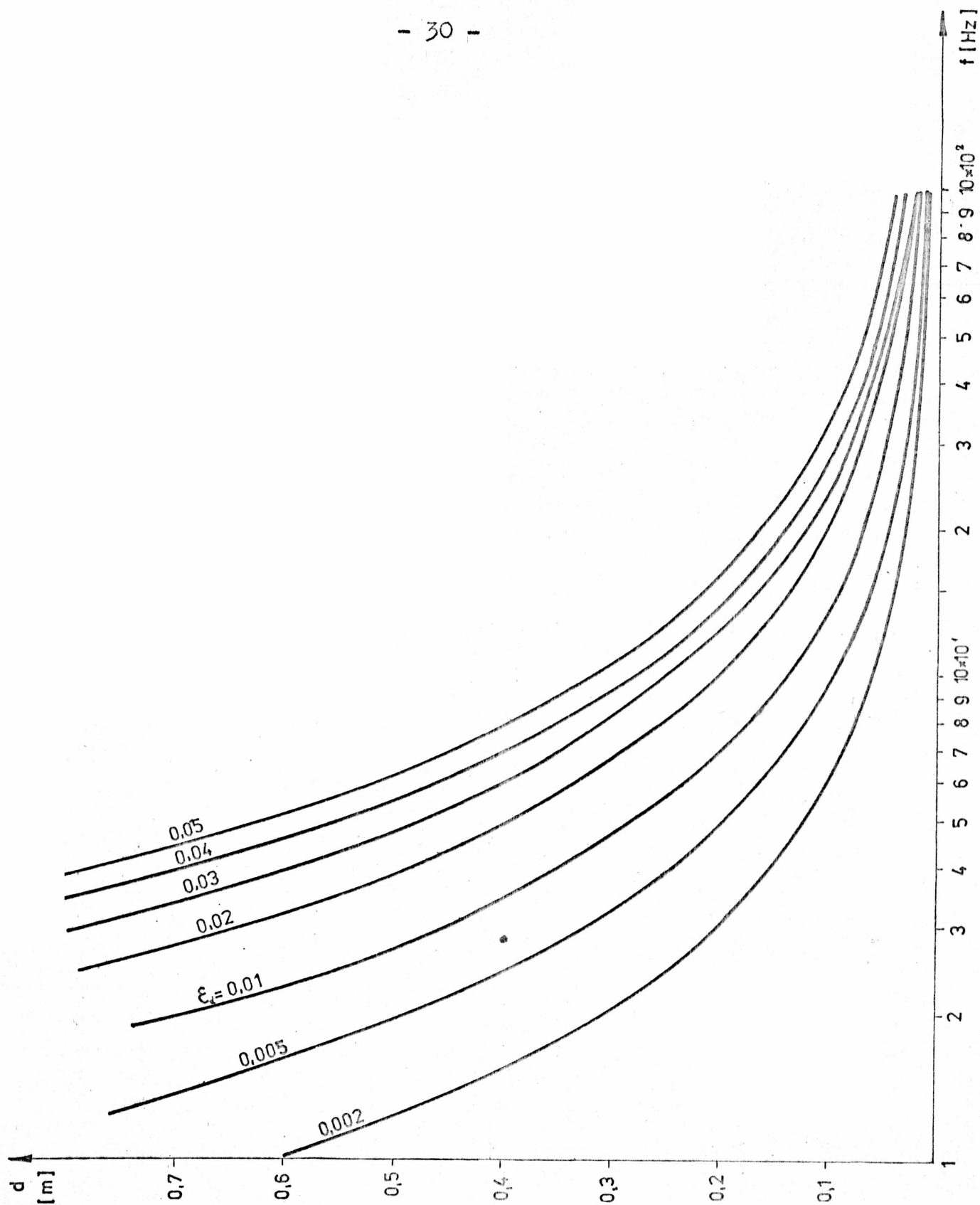
przy czym wartość współczynnika β dla określonych błędów aproksymacji natężenia akustycznego przedstawia tabela 2.3.1.

Tabela 2.3.1.

$ \varepsilon_d [\%]$	5	4	3	2	1
β	0.088	0.079	0.068	0.055	0.039

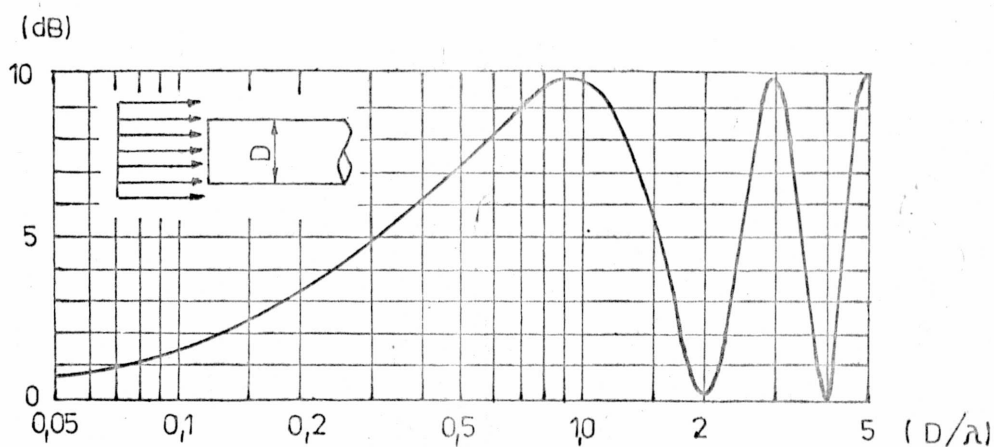


Rys.2.3.2. Przebieg charakterystyki błędu aproksymacji natężenia akustycznego dla fali płaskiej w funkcji częstotliwości dla kąta padania fali $\theta = 0^\circ$. Parametr - odległość między mikrofonami.



Rys. 2.3.3. Przebieg zależności między odległością mikrofonów a częstotliwością dla założonego błędu aproksymacji natężenia akustycznego dla fali płaskiej (kąt padania fali $\theta = 0^\circ$).

Przebieg stosunku wartości mierzonych i dokładnych ciśnienia, gradientu ciśnienia i natężenia akustycznego w funkcji kąta padania fali przedstawia rys. 2.3.4. Jak widać z tych wykresów błąd aproksymacji ciśnienia, gradientu ciśnienia i natężenia akustycznego jest największy dla kąta padania $\theta = 0^\circ$ i dąży do zera, gdy θ dąży do 90° . Jeśli układ mikrofonów ciśnieniowych umieścimy w polu bieżącej fali płaskiej, fala dźwiękowa częściowo odbija się od mikrofonów powodując wzrost efektywnego ciśnienia na membranie. Wielkość wzrostu zależy od długości fali, wymiarów powierzchni czołowej mikrofonu, jak również od kąta padania fali. Na rys. 2.3.5 przedstawiono przebieg wzrostu ciśnienia na osi walca umieszczonego w polu akustycznym swobodnym [7].



Rys.2.3.5. Przebieg przyrostu ciśnienia na osi walca umieszczonego w polu akustycznym swobodnym.

Jak widać z powyższego wykresu w interesującym nas zakresie małych częstotliwości przyrost ten jest bardzo mały. Jeśli rozpatrzemy przebieg charakterystyki kierunkowości mikrofonów w polu swobodnym [7], zauważymy, że charakterystyka ta wykazuje wyraźne podbicie dla kątów padania θ bliskich 0° .

Oznacza to częściową kompensację błędu aproksymacji ciśnienia i gradientu ciśnienia przez pomiar sumy i różnicy ciśnień dla kątów Θ bliskich 0° . Jednakże należy stwierdzić, że efekt ten występuje dopiero w zakresie wyższych częstotliwości (dla mikrofonów 1', $f > 1000$ Hz).

2.3.2. Błąd estymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej zerowego rzędu.

Rozpatrzmy falę zerowego rzędu wytwarzaną przez źródło punktowe, zwaną zazwyczaj falą kulistą. Potencjał prędkości w dowolnym punkcie dla fali odchodzącej od źródła jest dany zależnością [18]:

$$\Phi = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)}$$

przy czym A jest momentem (siłą) źródła.

Ciśnienie akustyczne i prędkość cząstki w dowolnym punkcie przestrzeni wynoszą odpowiednio:

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = j\omega \rho_0 \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)}, \quad (2.3.5)$$

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)}. \quad (2.3.6)$$

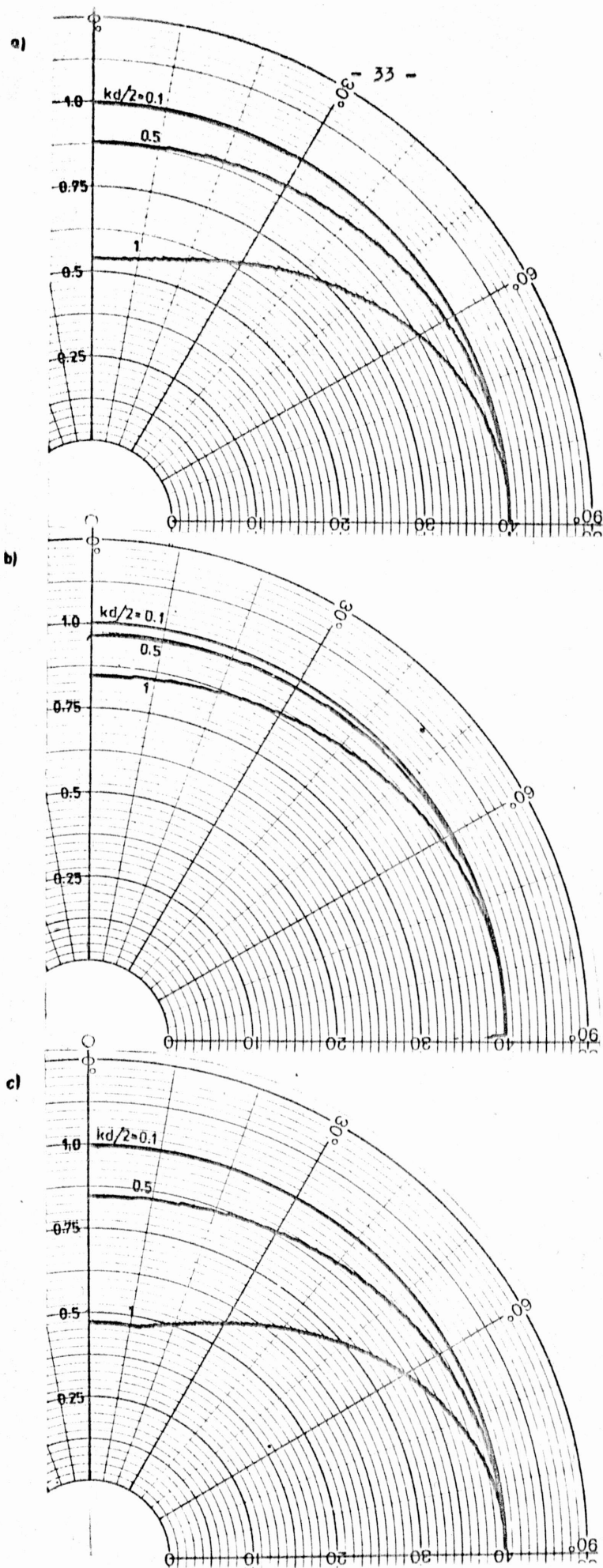
Dla oszacowania błędu aproksymacji będziemy korzystać z zależności [29]:

$$\langle p \cdot u \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p \cdot u^*) \quad (2.3.7)$$

która określa natężenie akustyczne w zależności od zespolonych wartości ciśnienia i prędkości akustycznej dla fal harmoniczych.

Podstawiając wzory (2.3.5) i (2.3.6) do wzoru (2.3.7) otrzymujemy:

$$\langle I(r, t) \rangle = \frac{1}{2} k\omega \rho_0 \frac{A^2}{r^2}.$$



Rys.2.3.4. Przebieg stosunku wartości mierzonych i dokładnych ciążenia (a), gradientu ciążenia (b) i natężenia akustycznego (c) w funkcji kąta padania fali. Parametr - iloczyn $kd/2$.

Składowa natężenia akustycznego w kierunku s wynosi:

$$\langle I_s(r, t) \rangle = \frac{1}{2} k \rho_0 \frac{A^2}{r^2} \cos \theta, \quad (2.3.8)$$

przy czym $\theta = \angle(r, s)$.

Mierzone ciśnienia akustyczne wynoszą odpowiednio:

$$p_1(r_1, t) = j \omega \rho_0 \frac{A}{r_1} e^{j(\omega t - k r_1)},$$

$$p_2(r_2, t) = j \omega \rho_0 \frac{A}{r_2} e^{j(\omega t - k r_2)}.$$

Korzystając ze wzorów (2.2.3) i (2.3.7) mierzone natężenie akustyczne można wyrazić jako:

$$\langle I_{sm}(r, t) \rangle = \frac{1}{\rho_0 d} \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ j \omega \rho_0 \frac{A}{r_2} e^{j(\omega t - k r_2)} \rho_0 \frac{A}{r_1} e^{-j(\omega t - k r_1)} \right\},$$

i po przekształceniach

$$\langle I_{sm}(r, t) \rangle = - \frac{\omega \rho_0}{2d} \frac{A^2}{r_1 r_2} \sin k(r_1 - r_2).$$

Ponieważ

$$r_1 \approx r - \frac{d}{2} \cos \theta \quad \text{i} \quad r_2 \approx r + \frac{d}{2} \cos \theta$$

stąd

$$\langle I_{sm}(r, t) \rangle = \frac{\omega \rho_0}{2d} \frac{A^2}{r^2 - \frac{d^2}{4} \cos^2 \theta} \sin(kd \cos \theta). \quad (2.3.9)$$

Błąd aproksymacji natężenia dla fali kulistej wynosi:

$$\epsilon_{dk} = \frac{\langle I_{sm}(r, t) \rangle}{\langle I_s(r, t) \rangle} - 1 =$$

$$= \frac{\sin(kd \cos \theta)}{kd \cos \theta} \left[1 - \left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 \right]^{-1} - 1.$$

Korzystając z rozwinięcia funkcji $\frac{\sin x}{x}$ w szereg potęgowy w postaci:

$$\frac{\sin x}{x} = 1 - \frac{x^2}{3!} + \frac{x^4}{5!} - \dots$$

oraz funkcji $(1-x)^k$ dla $|x| < 1$ w postaci:

$$(1-x)^k = 1 - kx + \frac{k(k-1)}{2} x^2 - \frac{k(k-1)(k-2)}{6} x^3 + \dots$$

i rozpatrując tylko dwa pierwsze wyrazy tych rozwinięć, otrzymujemy następujące wyrażenie na błąd aproksymacji:

$$\epsilon_{dk} = \left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 - \frac{(kd \cos \theta)^2}{6} - \frac{1}{6} \left(\frac{kd^2 \cos^2 \theta}{2r} \right)^2.$$

Dla małych wartości d/λ i d/r trzeci człon w powyższym wyrażeniu można zaniedbać i stąd:

$$\epsilon_{dk} = \left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 - \frac{(kd \cos \theta)^2}{6}. \quad (2.3.10)$$

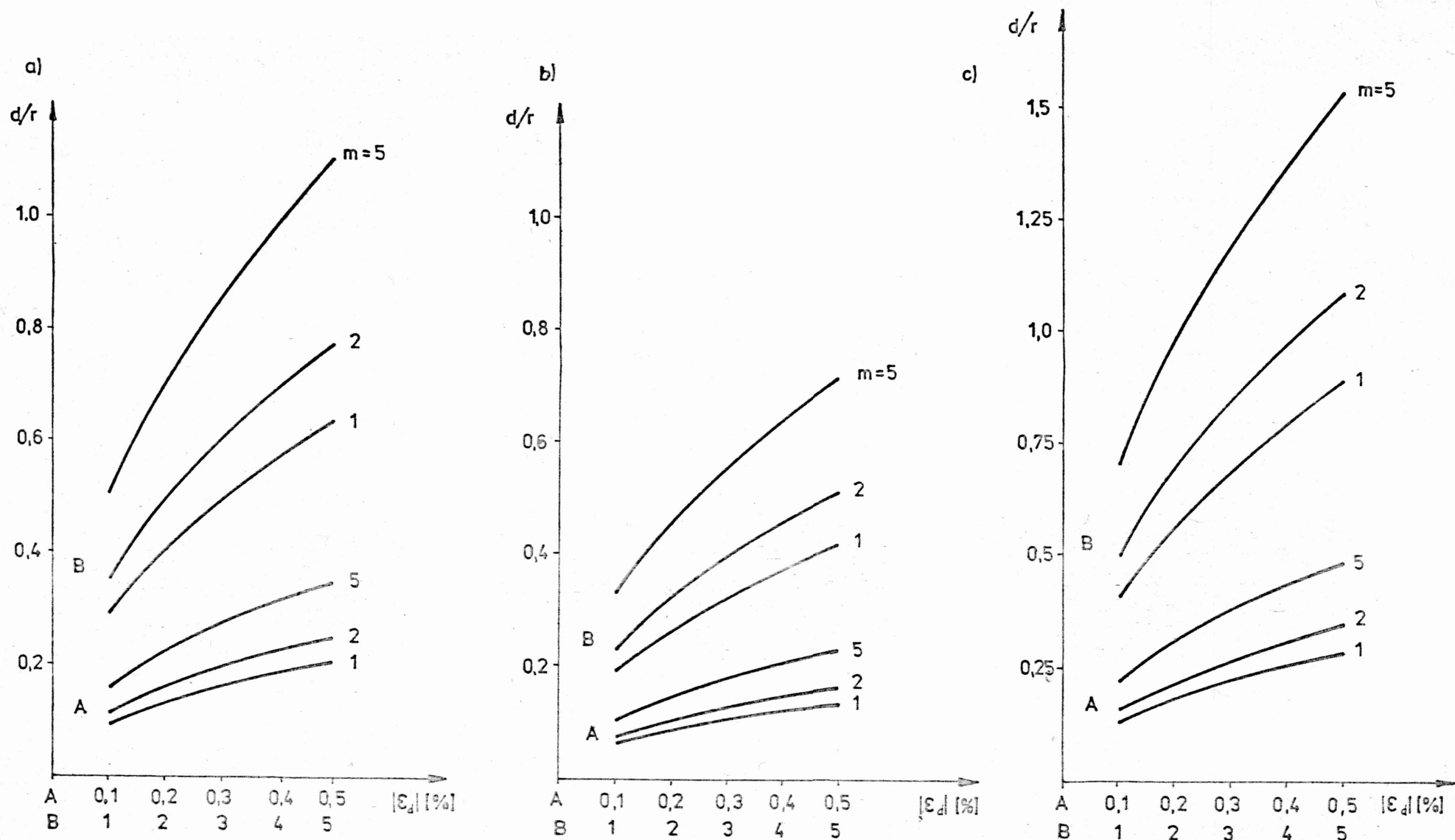
Porównując ten wzór z odpowiednim wzorem dla fali płaskiej (2.3.4) można zauważyć, że występuje w powyższym wzorze dodatkowy składnik błędu wynikający ze stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła. Znak tego błędu jest przeciwny do znaku błędu wynikającego ze stosunku odległości mikrofonów do długości fali. Jak wynikało z rys. 2.3.3 wielkość błędu ϵ_d w interesującym nas zakresie małych częstotliwości jest bardzo mała. Możemy więc przyjąć założenie, że błąd powinien być nie większy niż m -krotny błąd aproksymacji dla fali płaskiej ($|\epsilon_{dk}| \leq m \cdot |\epsilon_d|$). Przy tym założeniu, stosunek odległości mikrofonów do odległości od środka źródła powinien spełniać zależność:

$$\left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 \leq (m+1) |\epsilon_d|. \quad (2.3.11)$$

Dla kąta padania $\theta = 0^\circ$ zależność tę można przedstawić jako:

$$d \leq 2 \sqrt{(m+1) |\epsilon_d|} \cdot r.$$

Na rys. 2.3.6a przedstawiono przebieg stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła w funkcji błędu aproksymacji natężenia dla fali płaskiej. Parametrem jest stosunek błędu aproksymacji natężenia dla fali kulistej do odpowiedniego błędu dla fali płaskiej.

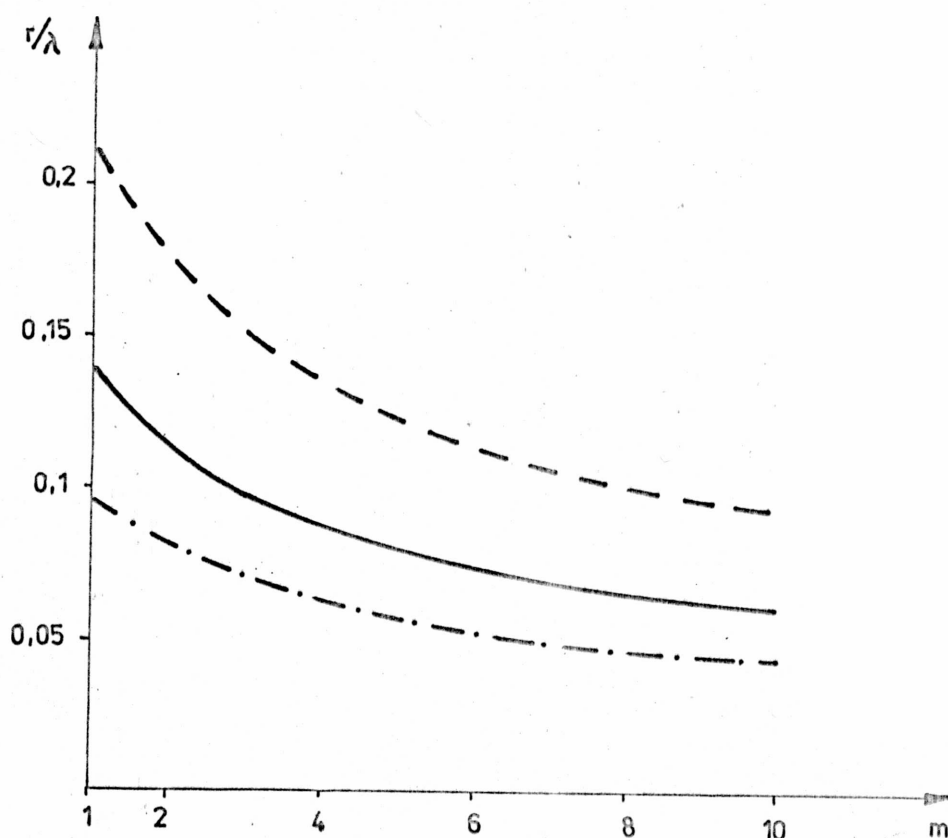


Rys.2.3.6. Maksymalna wartość ilorazu d/r zapewniająca aproksymację natężenia akustycznego z błędem nie większym niż $\epsilon = m\epsilon_d$ dla : a) fali kulistej zerowego rzędu, b) fali kulistej pierwszego rzędu, c) fali walcowej. ϵ_d odłożono na osi odciętych, m podano jako parametr.

Jeśli do wzoru (2.3.11) podstawimy wyrażenie na błąd aproksymacji natężenia dla fali płaskiej, wówczas wyznaczymy minimalną odległość punktu obserwacji od źródła pozwalającą na aproksymację natężenia z błędem nie większym niż $\epsilon_{dk} = m \cdot \epsilon_d$. Otrzymujemy:

$$r \geq \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{3}{2(m+1)}} \quad (2.3.12)$$

Na rys. 2.3.7 (linia ciągła) przedstawiono wykres pozwalający na dobór tej odległości w zależności od długości fali dla założonego błędu aproksymacji natężenia $\epsilon = m \cdot \epsilon_d$.



Rys. 2.3.7. Minimalna wartość ilorazu r/λ zapewniająca aproksymację natężenia akustycznego z błędem nie większym niż $\epsilon = m\epsilon_d$ dla fali kulistej zerowego rzędu (linia ciągła), fali kulistej pierwszego rzędu (linia przerywana), fali walcowej (linia przerywana kropkami). ϵ_d jest błędem aproksymacji natężenia dla fali płaskiej.

2.3.3. Błąd estymacji natężenia dla fali kulistej pierwszego rzędu.

Fala kulista pierwszego rzędu wytwarzana jest przez źródło dipolowe, a więc źródło składające się z dwóch źródeł punktowych, oddalonych od siebie o odległość δr , znacznie mniejszą od długości fali i drgających z przeciwnymi fazami.

Potencjał prędkości w odległości r od źródła dipolowego dany jest wzorem [31]:

$$\Phi = \frac{A}{r^2} (1+jkr) \cos\theta e^{j(\omega t - kr)}, \quad (2.3.13)$$

przy czym θ oznacza kąt między kierunkiem obserwacji i prostą przechodzącą przez oba źródła.

Ciśnienie akustyczne w dowolnym punkcie przestrzeni wynosi:

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \rho_0 \frac{j\omega A \cos\theta}{r^2} (1 + jkr) e^{j(\omega t - kr)}. \quad (2.3.14)$$

Prędkość akustyczna ma dwie składowe, składową promieniową

$$u = - \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

oraz prostopadłą do niej składową poprzeczną

$$u_p = - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

Składowa poprzeczna prędkości akustycznej jest określona jako:

$$u_p = A \frac{1+jkr}{r^2} \sin\theta e^{j(\omega t - kr)}. \quad (2.3.15)$$

Średnia wartość natężenia akustycznego pochodzącego od powyższej składowej prędkości akustycznej wynosi:

$$\langle p \cdot u_p \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (p \cdot u_p^*) = 0.$$

W kierunku składowej poprzecznej prędkości akustycznej energia nie rozprzestrzenia się, gdyż prędkość u_p jest opóźniona w fazie

w stosunku do ciśnienia akustycznego wytwarzanego przez źródło dipolowe o $\pi/2$ (patrz wzory 2.3.14 i 2.3.15).

Interesuje więc nas tylko prędkość promieniowa związana z procesem rozchodzenia się energii. Prędkość promieniowa jest określona jako:

$$\tilde{u} = - \frac{\partial \Phi}{\partial r} = A \frac{2(1+jkr) - (kr)^2}{r^2} \cos \Theta e^{j(\omega t - kr)}.$$

Składowa natężenia akustycznego w kierunku s tworzącym z kierunkiem r kąt $\bar{\Theta}$ ($\bar{\Theta} = \angle(r, s)$), wynosi :

$$\langle I_s(r, t) \rangle = \frac{\omega \rho_0 A^2 \cos^2 \Theta k^3}{r^2} \cos \bar{\Theta}. \quad (2.3.16)$$

Mierzone ciśnienia akustyczne wynoszą odpowiednio:

$$p_1(r_1, t) = \frac{j\omega \rho_0 A \cos \Theta}{r_1^2} (1+jkr_1) e^{j(\omega t - kr_1)},$$

$$p_2(r_2, t) = \frac{j\omega \rho_0 A \cos \Theta}{r_2^2} (1+jkr_2) e^{j(\omega t - kr_2)}.$$

Korzystając ze wzoru (2.2.3) mierzone natężenie akustyczne można wyrazić jako:

$$\langle I_{sm}(r, t) \rangle = \frac{1}{\rho_0 d} \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{j\omega \rho_0 A \cos \Theta}{r_2^2} (1+jkr_2) e^{-jkr_2} \frac{\rho_0 A \cos \Theta}{r_1^2} (1-jkr_1) e^{jkr_1} \right\}.$$

Po przekształceniach otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \langle I_{sm}(r, t) \rangle = \frac{\omega \rho_0 A^2 \cos^2 \Theta}{2d r_1^2 r_2^2} \{ & k \cos[k(r_1 - r_2)](r_1 - r_2) - \\ & - \sin[k(r_1 - r_2)](1 + k^2 r_1 r_2) \}. \end{aligned} \quad (2.3.17)$$

Podstawiając:

$$r_1 \approx r - \frac{d}{2} \cos \bar{\Theta} \quad \text{ i } \quad r_2 \approx r + \frac{d}{2} \cos \bar{\Theta}$$

błąd aproksymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej pierwszego rzędu wynosi :

$$\varepsilon_{dk_1} = \frac{d^2 \cos^2 \bar{\theta}}{3r^2} \left[1 + 2 \left(\frac{d}{2r} \right)^2 \cos^2 \bar{\theta} \right] + \left[1 - \frac{k^2 d^2 \cos^2 \bar{\theta}}{6} \right] \left[1 + \left(\frac{d}{2r} \right)^2 \cos^2 \bar{\theta} \right] - 1.$$

Dla kąta padania $\bar{\theta} = 0^\circ$ zależność powyższą można przedstawić jako:

$$\varepsilon_{dk_1} = \frac{7}{3} \left(\frac{d}{2r} \right)^2 - \frac{k^2 d^2}{6} + \frac{1}{6} \left(\frac{d}{r} \right)^4 - \frac{1}{24} k^2 d^2 \left(\frac{d}{r} \right)^2.$$

Dla małych wartości d/λ i d/r trzeci i czwarty człon w powyższym wyrażeniu można pominąć i stąd

$$\varepsilon_{dk_1} = \frac{7}{3} \left(\frac{d}{2r} \right)^2 - \frac{k^2 d^2}{6} \quad (2.3.18)$$

Podobnie jak dla fali kulistej zerowego rzędu błąd ten jest określony przez dwa składniki. Pierwszy wynika ze stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła, drugi, taki sam jak dla fali płaskiej, ze stosunku odległości mikrofonów do długości fali.

Przyjmując, że błąd aproksymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej pierwszego rzędu powinien być nie większy niż m -krotny błąd aproksymacji dla fali płaskiej ($|\varepsilon_{dk_1}| \leq m \cdot |\varepsilon_d|$), stosunek odległości mikrofonów do odległości od źródła powinien spełniać zależność :

$$\frac{7}{3} \left(\frac{d}{2r} \right)^2 \leq (m + 1) |\varepsilon_d|.$$

Stąd warunek na odległość mikrofonów wynosi:

$$d \leq 2 \sqrt{\frac{3}{7} (m + 1) |\varepsilon_d|} \cdot r \quad (2.3.19)$$

Rys.2.3.6b przedstawia przebieg stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła w funkcji błędu aproksymacji natężenia dla fali płaskiej. Parametrem jest stosunek błędu aproksymacji natężenia dla fali kulistej pierwszego rzędu do odpowiedniego błędu dla fali płaskiej.

Dla określenia minimalnej odległości punktu obserwacji od źródła,

pozwalającej na aproksymację natężenia z błędem nie większym niż $\epsilon = m \cdot \epsilon_d$, do wzoru (2.3.19) podstawiamy wyrażenie na błąd aproksymacji natężenia dla fali płaskiej. Otrzymujemy:

$$r \geq \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{7}{2(m+1)}} \quad (2.3.20)$$

Na rys. 2.3.7 (linia przerywana) przedstawiono wykres pozwalający na dobór tej odległości w zależności od długości fali dla założonego błędu aproksymacji natężenia $\epsilon = m \cdot \epsilon_d$.

2.3.4. Błąd estymacji natężenia akustycznego dla fali walcowej.

Dla fali walcowej zerowego rzędu potencjał akustyczny wynosi [18]:

$$\Phi = \frac{A}{\sqrt{r}} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.3.21)$$

Ciśnienie akustyczne i prędkość akustyczna w dowolnym punkcie przestrzeni wynoszą odpowiednio:

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = j\omega\rho_0 \frac{A}{\sqrt{r}} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.3.22)$$

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \left(jk - \frac{1}{2r}\right) \frac{A}{\sqrt{r}} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.3.23)$$

Stosując taką samą procedurę jak dla fali kulistej (patrz rozdział 2.3.2) składowa natężenia w kierunku s wynosi:

$$\langle I_s(r, t) \rangle = \frac{1}{2} k\omega\rho_0 \frac{A^2}{r} \cos\theta \quad (2.3.24)$$

Mierzone natężenie akustyczne wynosi:

$$\langle I_{sm}(r, t) \rangle = \frac{\omega\rho_0}{2d} \frac{A^2}{\sqrt{r^2 - \left(\frac{d \cos\theta}{2}\right)^2}} \sin(kd \cos\theta) \quad (2.3.25)$$

Błąd aproksymacji natężenia dla fali walcowej zerowego rzędu wynosi:

$$\epsilon_{dw} = \left[\frac{\sin(kd \cos\theta)}{kd \cos\theta} \right] \left[1 - \left(\frac{d \cos\theta}{2r} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1$$

Wykorzystując rozwinięcia funkcji przedstawionych w nawiasach w szeregi potęgowe i rozpatrując tylko dwa pierwsze wyrazy tych rozwinięć otrzymujemy następujące wyrażenie na błąd aproksymacji natężenia:

$$\varepsilon_{d_w} = \frac{1}{2} \left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 - \frac{(kd \cos \theta)^2}{6} - \frac{1}{12} \left(\frac{kd^2 \cos^2 \theta}{2r} \right)^2.$$

Dla małych wartości d/λ i d/r trzeci człon w powyższym wyrażeniu można zaniedbać i stąd:

$$\varepsilon_{d_w} = \frac{1}{2} \left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 - \frac{(kd \cos \theta)^2}{6}. \quad (2.3.26)$$

Przeprowadzając podobną analizę jak dla fali kulistej, warunek, by błąd aproksymacji natężenia dla fali walcowej był nie większy niż m -krotny błąd aproksymacji dla fali płaskiej ($|\varepsilon_{d_w}| \leq m \cdot |\varepsilon_d|$) wynosi:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d \cos \theta}{2r} \right)^2 \leq (m + 1) |\varepsilon_d|.$$

Dla kąta padania $\theta = 0^\circ$ stosunek odległości mikrofonów do odległości od źródła powinien spełniać zależność:

$$d \leq 2 \sqrt{2(m+1) |\varepsilon_d|} \cdot r. \quad (2.3.27)$$

Przebieg stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła w funkcji błędu aproksymacji natężenia dla fali płaskiej przedstawiono na rys. 2.3.6c. Parametrem jest stosunek błędu aproksymacji natężenia dla fali walcowej do odpowiedniego błędu dla fali płaskiej.

Podstawiając do wzoru (2.3.27) wyrażenie na błąd aproksymacji natężenia dla fali płaskiej, określimy minimalną odległość punktu obserwacji od źródła pozwalającą na aproksymację natężenia z błędem nie większym niż $\varepsilon = m \cdot \varepsilon_d$. Otrzymujemy:

$$r \geq \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{3}{m+1}}. \quad (2.3.28)$$

Na rys. 2.3.7 (linia przerywana z kropkami) przedstawiono wykres pozwalający na dobór tej odległości w zależności od długości fali dla założonego błędu aproksymacji natężenia

$$\varepsilon = m \cdot \varepsilon_d \cdot$$

2.3.5. Wnioski.

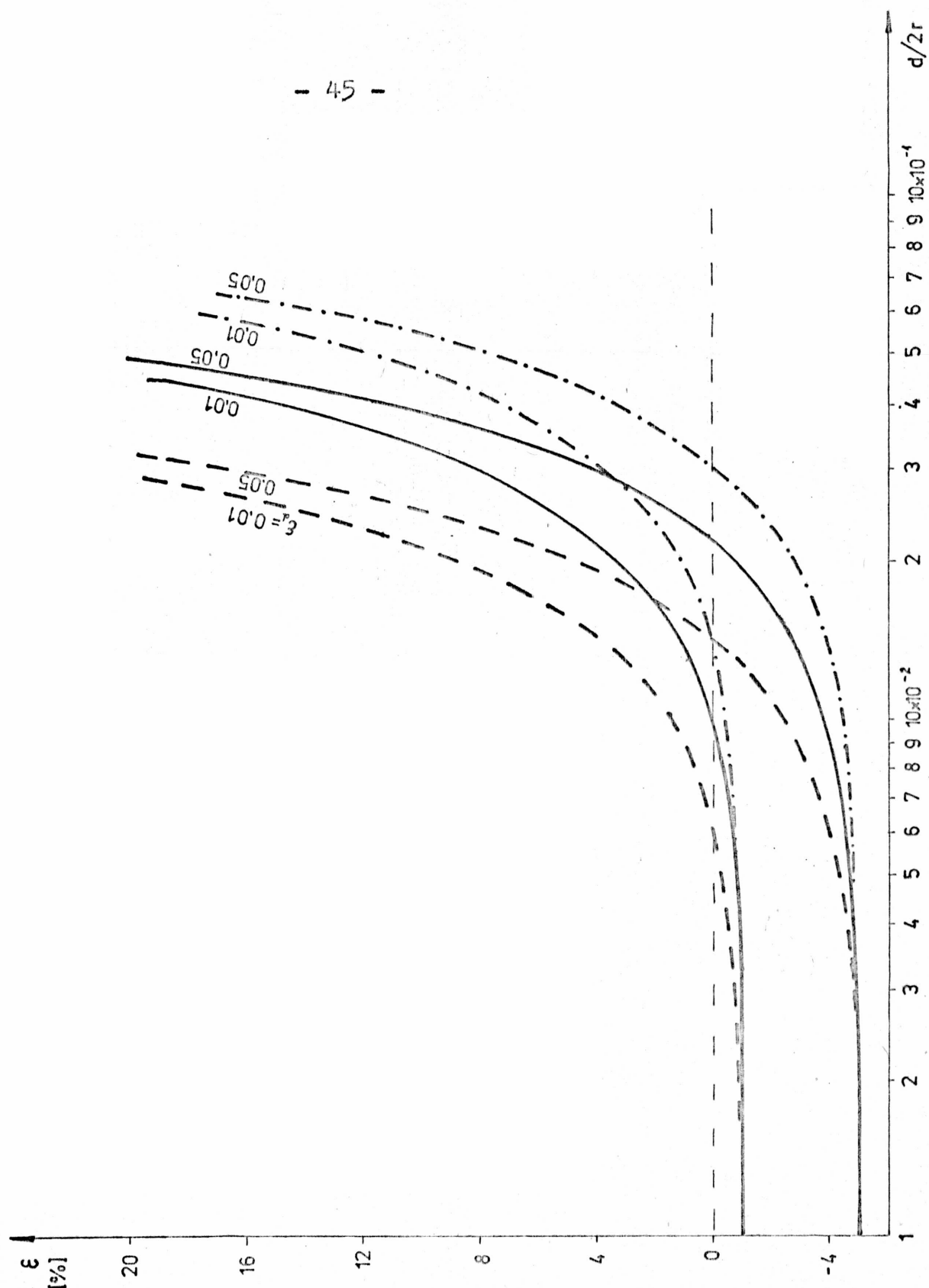
W tabeli 2.3.2 zestawiono wyniki analizy błędów aproksymacji natężenia akustycznego dla podstawowych rodzajów fal akustycznych dla kąta padania fali równego 0° .

Tabela 2.3.2

Rodzaj zależności	Fala płaska	F a l a k u l i s t a		Fala walcowa
		zerowego rzędu	pierwszego rzędu	
Błąd aproksymacji natężenia	$-\frac{(kd)^2}{6}$	$(\frac{d}{2r})^2 - \frac{(kd)^2}{6}$	$\frac{7}{3}(\frac{d}{2r})^2 - \frac{(kd)^2}{6}$	$\frac{1}{2}(\frac{d}{2r})^2 - \frac{(kd)^2}{6}$
Warunek na odległość mikrofonów	$d \leq 0.39 \sqrt{ \varepsilon_d } \cdot \lambda$	$d \leq 2 \sqrt{(m+1) \varepsilon_d } \cdot r$	$d \leq 2 \sqrt{\frac{3}{7}(m+1) \varepsilon_d } \cdot r$	$d \leq 2 \sqrt{2(m+1) \varepsilon_d } \cdot r$
Warunek na odległość od źródła	-	$r \geq \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{3}{2(m+1)}}$	$r \geq \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{7}{2(m+1)}}$	$r \geq \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{3}{m+1}}$

Minimalna odległość między mikrofonami zapewniająca aproksymację natężenia akustycznego z zadanyb błędem jest dla fali płaskiej funkcją wielkości tego błędu, natomiast dla fali walcowej oraz kulistej zerowego i pierwszego rzędu funkcją wielkości błędu i odległości punktów pomiarowych od źródła.

Na rys. 2.3.8 przedstawiono przebiegi błędów aproksymacji natężenia akustycznego dla fali walcowej oraz fal kulistych zerowego i pierwszego rzędu w zależności od stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła dla określonych wartości błędu aproksymacji natężenia dla fali płaskiej. Założono, że błąd aproksymacji natężenia fal kulistych i walcowej powinien być nie większy niż odpowiedni błąd dla fali płaskiej. Porównując warunek na dobór odległości punktu obserwacji od źródła, pozwalający na aproksymację natężenia akustycznego z błędem nie większym niż popełnianym w polu dalekim źródła, można stwierdzić, że jest on najbardziej krytyczny dla fali kulistej pierwszego rzędu, a najmniej dla fali walcowej.



Rys.2.3.8. Błąd aproksymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej zerowego rzędu (linia ciągła), kulistej pierwszego rzędu (linia przerywana) i fali walcowej (linia przerywana z kropkami) w zależności od stosunku odległości między mikrofonami do odległości od źródła. Parametr - błąd aproksymacji natężenia akustycznego dla fali płaskiej. Wykresy sporządzono przy założeniu, że błąd aproksymacji natężenia dla fal kulistych i walcowej powinien być nie większy niż odpowiedni błąd dla fali płaskiej.

2.3.6. Błędy układu pomiarowego.

Błędy, jakie mogą powstać w układzie pomiarowym mogą być wynikiem bądź geometrii układu mikrofonów bądź mogą wynikać z błędów torów pomiarowych. Poniżej zostanie rozpatrzony wpływ:

- a) niejednakowego wzmocnienia torów mikrofonowych,
- b) przesunięcia fazy torów, c) nieprostokątnego usytuowania mikrofonów, d) szumów, e) czasu uśredniania.

2.3.6.1. Wpływ niejednakowego wzmocnienia torów mikrofonowych.

Przy jednakowych wartościach ciśnień akustycznych działających na membrany mikrofonów ciśnieniowych, różnice w poziomach sygnałów wyjściowych są wynikiem rozrównoważenia torów mikrofonowych. Może to być spowodowane różnicami w skutecznościach wkładek mikrofonowych, względnie niejednakowymi wzmocnieniami przedwzmacniaczy i wzmacniaczy. Wpływ ten zostanie rozpatrzony dla bieżącej fali płaskiej.

Korzystając z oznaczeń przyjętych na rys. 2.3.1 i zakładając, że różnica wzmocnień może być traktowana jako różnica w ciśnieniach działających na membrany, możemy zapisać:

$$\begin{aligned} p_1(x_1, t) &= (p_0 + \Delta p_0) e^{j[\omega t - k(x - d/2 \cos \theta)]}, \\ p_2(x_2, t) &= p_0 e^{j[\omega t - k(x + d/2 \cos \theta)]}. \end{aligned} \quad (2.3.29)$$

Korzystając ze wzoru (2.4) oraz zależności (2.3.7), dokładna wartość natężenia akustycznego w kierunku s jest określona jako:

$$\langle I_s(x, t) \rangle = \frac{p_0^2}{2\rho_0 c} \cos \theta. \quad (2.3.30)$$

Podstawiając wzory (2.3.29) do wzoru (2.7) i korzystając z zależności (2.3.7) otrzymujemy:

$$\langle I_{sm}(x, t) \rangle = \frac{p_0^2}{2d\rho_0\omega} \sin(kd \cos\theta) \left(1 + \frac{\Delta p_0}{p_0}\right). \quad (2.3.31)$$

Wielkość błędu jest określona następującą zależnością:

$$\varepsilon = \frac{\sin(kd \cos\theta)}{kd \cos\theta} \left(1 + \frac{\Delta p_0}{p_0}\right) - 1. \quad (2.3.32)$$

Porównując powyższą zależność ze wzorem (2.3.3), można błąd określony wzorem (2.3.32) wyrazić przez błąd aproksymacji natężenia:

$$\varepsilon = \varepsilon_d + \frac{\Delta p_0}{p_0} (1 + \varepsilon_d) = \varepsilon_d + \varepsilon_a. \quad (2.3.33)$$

Dla małych wartości ε_d , błąd względny wprowadzany przez niejednakowe wzmocnienie torów mikrofonowych wynosi :

$$\varepsilon_a \simeq \frac{\Delta p_0}{p_0}.$$

Wyrażenie na błąd określone zależnością (2.3.33) można przedstawić w funkcji stosunku wzmocnień torów jako:

$$\varepsilon = a (1 + \varepsilon_d) - 1,$$

gdzie a jest stosunkiem wzmocnień torów.

Dla małych wartości ε_d , błąd względny wyrażony przez stosunek wzmocnień torów jest dany jako:

$$\varepsilon_a \simeq a - 1.$$

Oczywiście wzmocnienia torów mikrofonowych w funkcji częstotliwości można bardzo łatwo określić (patrz rozdział 3.2) i w obliczeniach natężenia, czy też impedancji akustycznej wprowadzić określone poprawki.

2.3.6.2. Wpływ przesunięcia fazy sygnałów w torach pomiarowych.

Błąd określenia natężenia akustycznego spowodowany przesunięciem fazy w torach pomiarowych powstaje wówczas, gdy przesunięcia fazy sygnałów wprowadzane przez tory różnią się.

Dla określenia tego błędu założono, że faza jednego z ciśnień

działających na membrany zawiera dodatkowo składnik wynikający z różnicy przesunięć fazowych sygnałów wprowadzanych przez tory. Sytuacja taka jest podobna do występującej dla mikrofonu o regulowanej charakterystyce kierunkowości z elementem opóźniającym [34]. Przy tym założeniu, korzystając z oznaczeń przyjętych na rys. 2.3.1, możemy zapisać:

$$\begin{aligned} p_1(x_1, t) &= p_0 e^{j[\omega t - k(x - d/2 \cos \theta) + \alpha]}, \\ p_2(x_2, t) &= p_0 e^{j[\omega t - k(x + d/2 \cos \theta)]}, \end{aligned} \quad (2.3.34)$$

przy czym α oznacza różnicę przesunięć fazowych sygnałów w torach pomiarowych. Podstawiając wzory (2.3.34) do wzoru (2.7), mierzona składowa natężenia akustycznego w kierunku s jest określona jako:

$$\langle I_{sm}(x, t) \rangle = \frac{p_0^2}{2d\rho_0\omega} \sin(kd \cos \theta + \alpha). \quad (2.3.35)$$

Wpływ przesunięcia fazy na charakterystykę kierunkowości układu mikrofonów ilustruje rys. 2.3.9, z którego wynika, że charakterystyka ta staje się pośrednią między charakterystyką jednokierunkową, a dwukierunkową.

Błąd względny pomiaru składowej natężenia akustycznego jest dany jako:

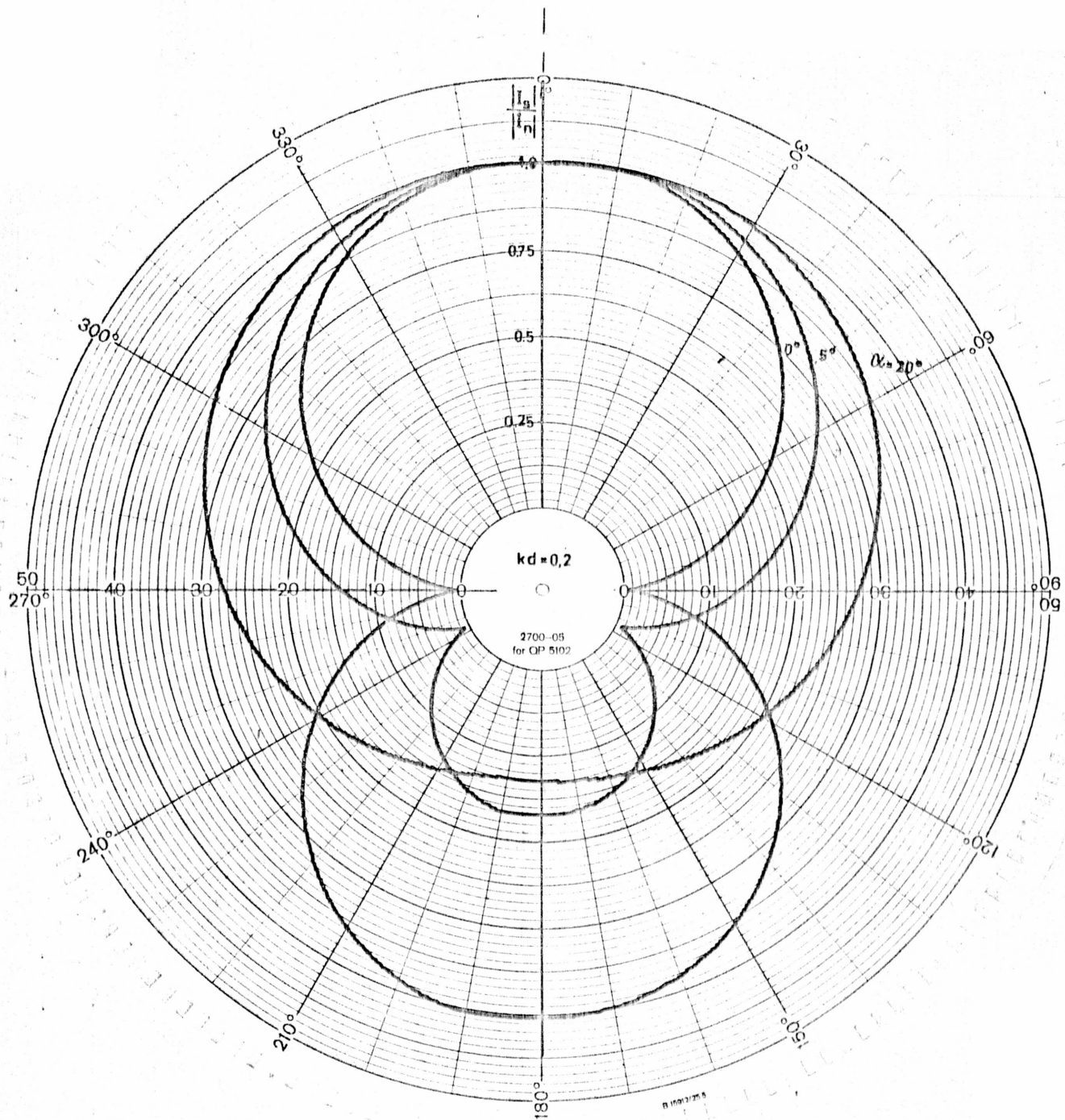
$$\varepsilon = \frac{\sin(kd \cos \theta + \alpha)}{kd \cos \theta} - 1. \quad (2.3.36)$$

Dla małych wartości α i kd błąd ten można przedstawić jako:

$$\varepsilon = \frac{\sin(kd \cos \theta)}{kd \cos \theta} + \frac{\alpha}{kd \cos \theta} - 1 = \varepsilon_d + \varepsilon_\alpha.$$

Błąd względny wprowadzany w wyniku przesunięcia fazy wynosi:

$$\varepsilon_\alpha \approx \frac{\alpha}{kd \cos \theta}. \quad (2.3.37)$$



Rys. 2.3.9. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla $kd = 0,2$
z uwzględnieniem różnicy faz sygnałów wprowadzanych przez tory pomiarowe.

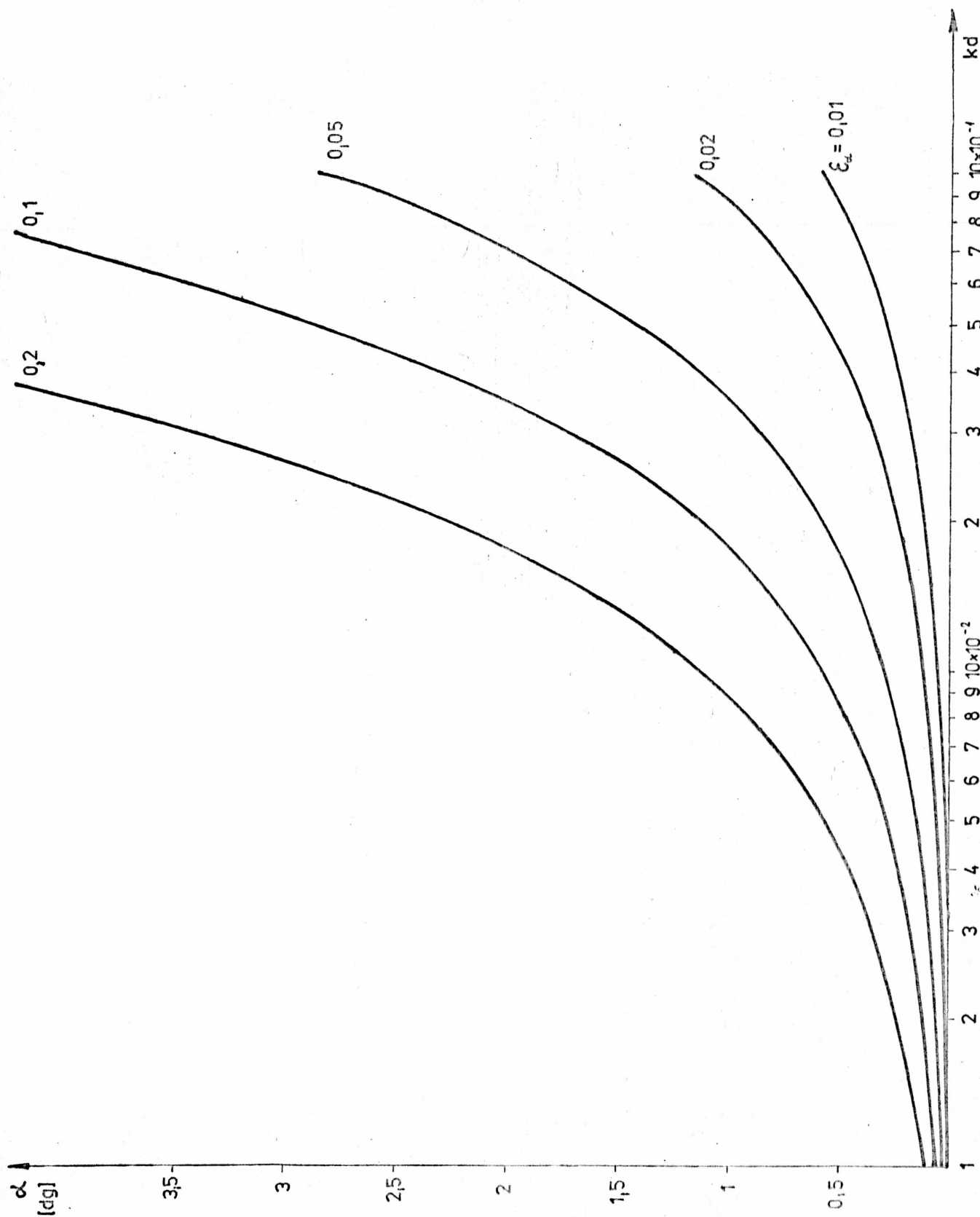
Na rys. 2.3.10 przedstawiono dopuszczalną wartość różnicy faz dla założonego błędu ε_α i wartości iloczynu kd charakteryzującego warunki pomiarowe.

Podobnie jak przebieg charakterystyki wzmocnień torów, również przebieg charakterystyk fazowych można wyznaczyć i uwzględnić w obliczeniach. Jest to tym bardziej konieczne, gdyż jak wynika z wykresu z rys. 2.3.10, dla małych wartości iloczynu kd błąd względny wprowadzany w wyniku przesunięcia fazy sygnałów w torach pomiarowych jest duży. W rozdziale 4.1 przedstawiono procedurę eliminacji wpływu przesunięcia fazy między torami pomiarowymi.

2.3.6.3. Wpływ nieprostokątnego usytuowania mikrofonów.

Zgodnie z twierdzeniem Greena strumień energii wypływający z obszaru równa się całce powierzchniowej z gęstości strumienia energii w kierunku normalnym do powierzchni obszaru [18]. Dla dowolnego kształtu powierzchni otaczającej źródło składowa normalna natężenia dźwięku w każdym punkcie danej powierzchni może być określona przez odpowiednią orientację układu mikrofonów ciśnieniowych. Oznacza to, że w metodzie nie jest wymagana znajomość charakterystyki promieniowania źródła, jak również to, że każda dogodna powierzchnia otaczająca źródło może stanowić powierzchnię pomiarową. Jednakże nieprawidłowe zorientowanie układu mikrofonów może być przyczyną błędu pomiarowego. Dla wyznaczenia tego błędu uwzględnimy w różnicy dróg fali dźwiękowej działającej na membrany kąt γ , będący odchyleniem osi układu mikrofonów od kierunku składowej normalnej wektora natężenia dźwięku. Przy tym założeniu, mierzone ciśnienia wynoszą :

$$\begin{aligned} p_1(x_1, t) &= p_0 e^{j\{\omega t - k[x - d/2 \cos \gamma]\}}, \\ p_2(x_2, t) &= p_0 e^{j\{\omega t - k[x + d/2 \cos \gamma]\}}. \end{aligned} \quad (2.3.38)$$



Rys.2.3.10. Dopuszczalna wartość różnicy faz dla założonego błędu ϵ_α i wartości iloczynu kd charakteryzującego warunki pomiarowe.
Kąt padania fali $\theta = 0^\circ$.

Podstawiając wzory (2.3.38) do wzoru (2.7) i korzystając z zależności (2.3.7) mierzone natężenie akustyczne wynosi:

$$\langle I_{nm\gamma}(x,t) \rangle = \frac{p_0^2}{2d\rho_0\omega} \sin(kd \cos\gamma). \quad (2.3.39)$$

Mierzona wartość natężenia akustycznego przy dokładnym ustawieniu osi układu mikrofonów w kierunku składowej normalnej wektora natężenia tzn. dla $\gamma = 0$, wynosi :

$$\langle I_{nm}(x,t) \rangle = \frac{p_0^2}{2d\rho_0\omega} \sin kd. \quad (2.3.40)$$

Błąd popełniany przy wyznaczaniu mocy akustycznej określony jako:

$$\varepsilon_\gamma = \frac{\langle I_{nm\gamma}(x,t) \rangle}{\langle I_{nm}(x,t) \rangle} - 1,$$

wynosi:

$$\varepsilon_\gamma = \frac{\sin(kd \cos\gamma)}{\sin kd} - 1. \quad (2.3.41)$$

Na rys. 2.3.11 przedstawiono przebieg błędu nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów w funkcji iloczynu kd charakteryzującego warunki pomiarowe.

2.3.6.4. Wpływ szumów.

W warunkach idealnych mierzona wartość natężenia akustycznego, zgodnie ze wzorem (2.2.3), otrzymywana jest w wyniku operacji na sygnałach odpowiadających ciśnieniom w dwóch punktach przestrzeni. W warunkach rzeczywistych oprócz sygnału pochodzącego ze źródła pojawi się składowa pochodząca od szumów (akustycznego środowiska pomiarowego i układu pomiarowego).

Obecność szumów stanowi ograniczenie dla osiągalnej dokładności pomiaru informacji użytecznej zawartej w badanym sygnale. Wpływ szumów będzie tym większy, im mniejsza będzie wartość sygnału

różnicy ciśnień. Wielkość tego sygnału jest proporcjonalna do iloczynu odległości między mikrofonami i liczby falowej.

Stąd zależność na błąd wynikający z wpływu szumów można przedstawić jako:

$$\varepsilon_n \sim \frac{1}{kd} \quad (2.3.42)$$

Tego rodzaju związek między błędem wynikającym z wpływu szumów a odległością między mikrofonami sprawia, że dokładność aproksymacji gradientu ciśnienia nie może być polepszona przez redukcję odległości d w sposób dowolny.

Van Zyl i Anderson [32] wyprowadzili zależności na dokładność pomiaru natężenia akustycznego ΔL (dB) wymaganą przy określaniu mocy akustycznej źródła wszechkierunkowego z dokładnością L_e (dB), w zależności od stosunku sygnał-szum (I_S/I_N). Zależność ta jest określona jako:

$$\Delta L = 10 \lg \frac{10^{L_e/10} + 10^{-L_{SN}/10}}{1 + 10^{-L_{SN}/10}} \quad \text{dla } I_S/I_N > 0,$$

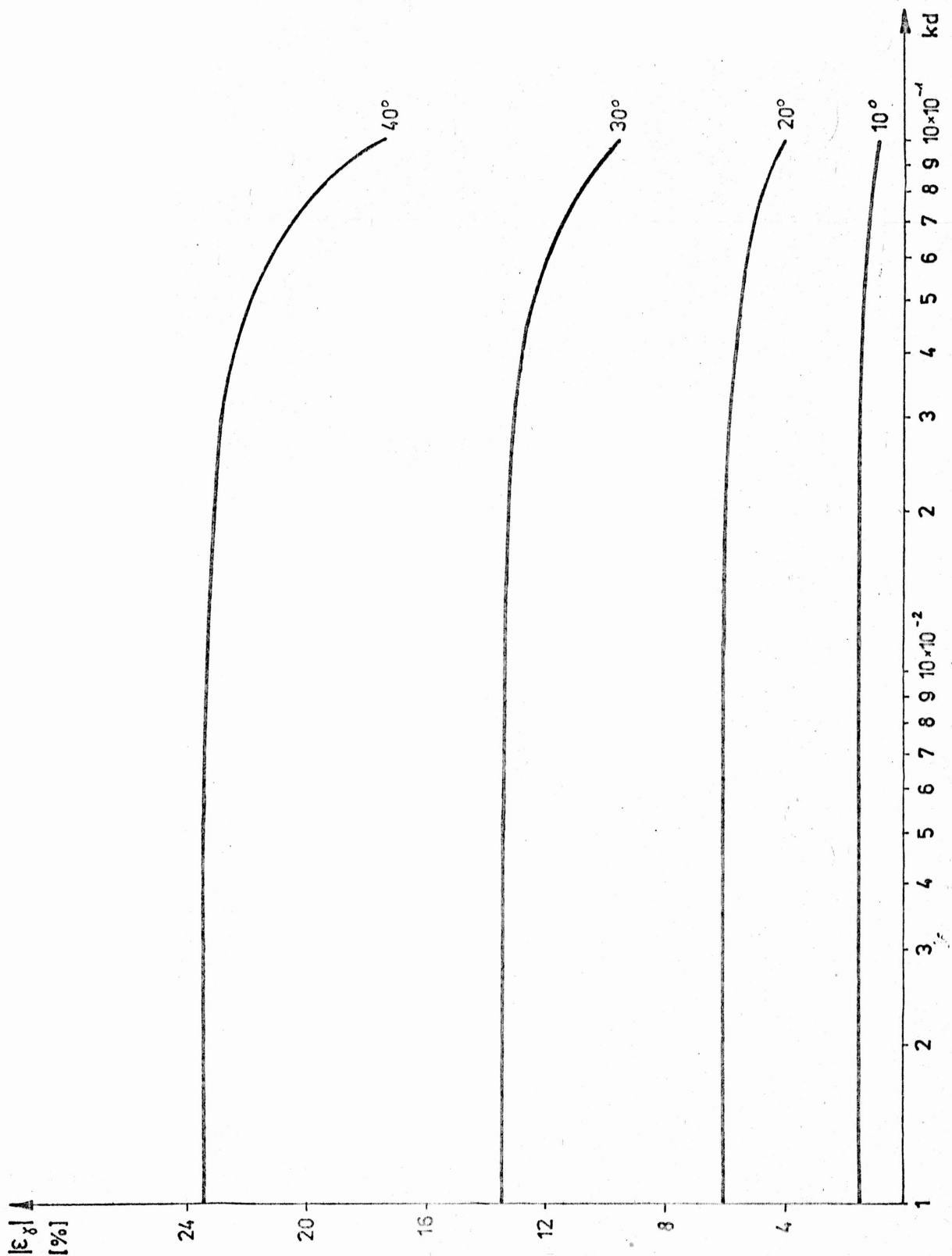
$$\Delta L = 10 \lg \frac{10^{L_e/10} - 10^{-L_{SN}/10}}{1 - 10^{-L_{SN}/10}} \quad \text{dla } I_S/I_N < 0,$$

przy czym $L_{SN} = 10 \lg \frac{|I_S|}{|I_N|}$.

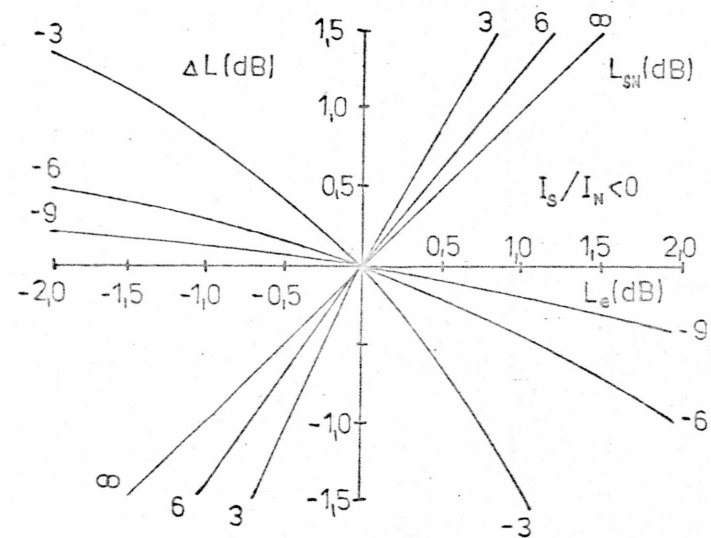
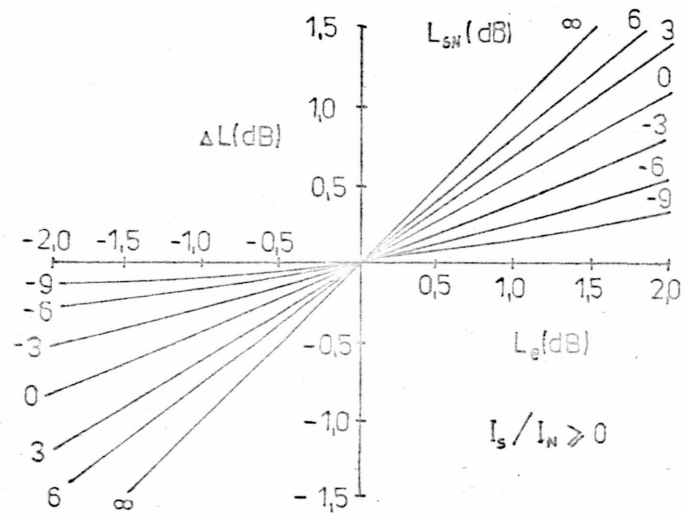
Na podstawie powyższych równań sporządzili oni wykresy przedstawione na rys. 2.3.12.

2.3.6.5. Wpływ czasu uśredniania.

Dodatkowe źródło błędu stanowi skończony czas uśredniania, który jest ograniczony czasem trwania analizowanych sygnałów. Dla oszacowania tego błędu zostanie rozpatrzona płaska, harmoniczna fala akustyczna, przy założeniu, że czas uśredniania obejmuje



Rys.2.3.11. Przebieg błędu nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów ciśnieniowych w funkcji iloczynu kd charakteryzującego warunki pomiarowe. Parametr - kąt odchylenia osi układu mikrofonów od kierunku składowej normalnej wektora natężenia akustycznego.



Rys.2.3.12. Przebieg zależności między dokładnością pomiaru natężenia akustycznego ΔL a dokładnością L_e określenia mocy akustycznej źródła wszechkierunkowego według van Zyla i Andersona [32].

niekoniecznie całkowitą liczbę okresów sygnałów. Wychodząc z równania potencjału akustycznego, składowa natężenia akustycznego w kierunku s jest określona jako:

$$\langle I_s(x, t) \rangle = \frac{1}{2} k \rho_0 A^2 \cos \Theta \quad (2.3.43)$$

Mierzone ciśnienia akustyczne wynoszą odpowiednio:

$$p_1(x_1, t) = j \omega \rho_0 A e^{j[\omega t - k(x - d/2 \cos \Theta)]},$$

$$p_2(x_2, t) = j \omega \rho_0 A e^{j[\omega t - k(x + d/2 \cos \Theta)]}.$$

Dla określenia wpływu skończonego czasu uśredniania zależność (2.2.3) można przedstawić następująco:

$$I'_{sm}(x, t) = \frac{1}{\rho_0 d} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T p_2 \left[\int_0^t p_1 dt \right] dt.$$

Ponadto skorzystano z następującej zależności [29] :

$$\text{Re}(a) \cdot \text{Re}(b) = \frac{1}{2} [\text{Re}(a \cdot b) + \text{Re}(a \cdot b^*)].$$

Korzystając z powyższych zależności wartość średnia, w czasie obserwacji T , składowej natężenia akustycznego w kierunku s wynosi:

$$I'_{sm}(x, t) = \frac{\rho_0 A^2}{2dT} [\omega T \sin(kd \cos \Theta) + \sin \omega T \sin(2kx - \omega T)].$$

Wartość błędu wynikającego ze skończonego czasu uśredniania jest określona następującą zależnością:

$$\epsilon = \frac{I'_{sm}(x, t)}{I_s(x, t)} - 1 = \frac{\sin(kd \cos \Theta)}{kd \cos \Theta} + \frac{\sin \omega T \cdot \sin(2kx - \omega T)}{\omega T kd \cos \Theta} - 1. \quad (2.3.44)$$

Porównując zależność (2.3.44) ze wzorem (2.3.3) można zauważyć, że powyższy błąd składa się z błędu aproksymacji natężenia akustycznego i błędu wynikającego ze skończonego czasu uśredniania ϵ_T . Ten ostatni jest określony jako :

$$\epsilon_T = \frac{M}{\omega T k d \cos \theta} = \frac{M}{2\pi N k d \cos \theta},$$

przy czym $|M| \leq 1$, N - liczba okresów zawarta w czasie obserwacji T .

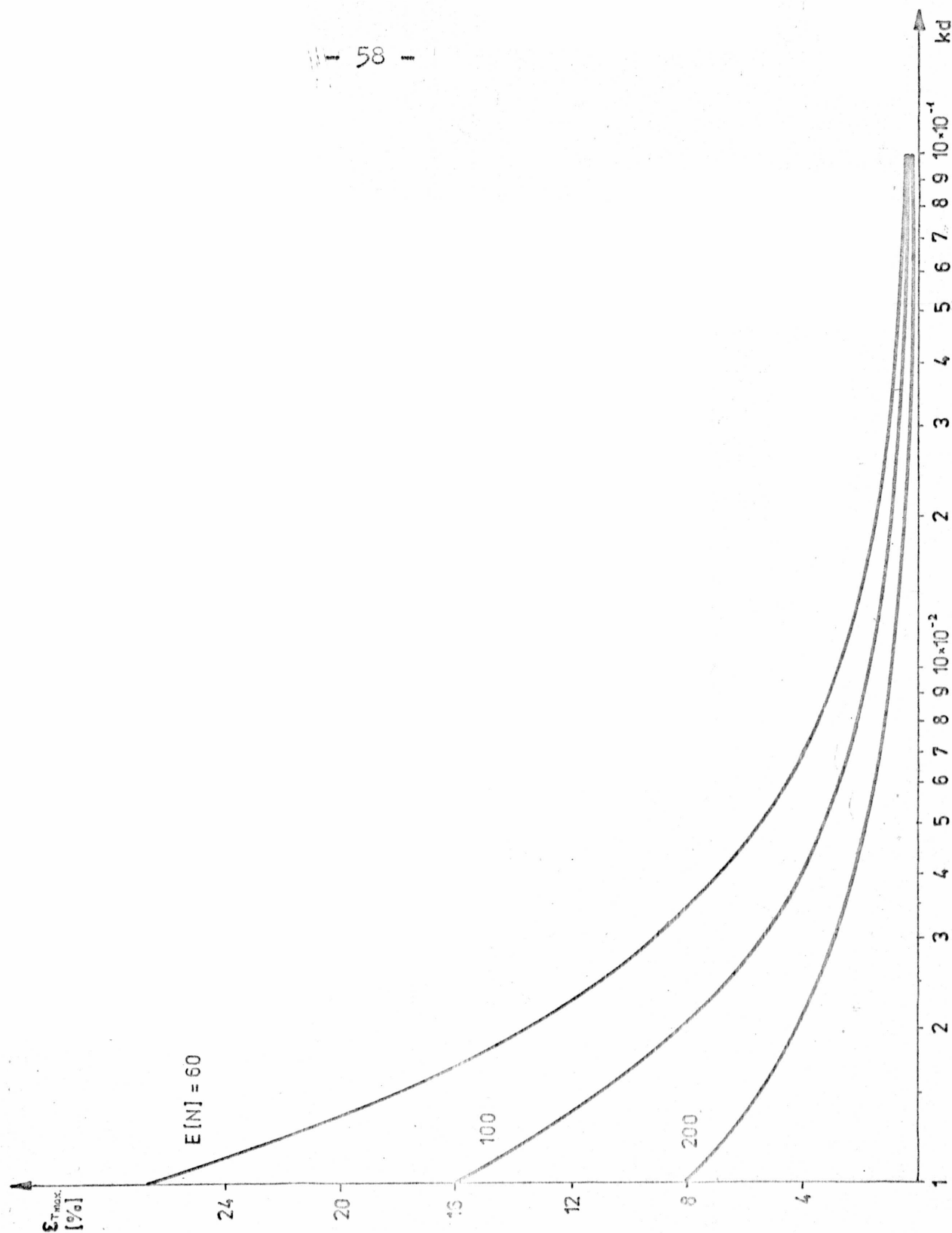
Jak widać z powyższej zależności błąd ten jest odwrotnie proporcjonalny do długości czasu obserwacji, czy też liczby okresów zawartych w tym czasie obserwacji, jak też do odległości między mikrofonami. Na rys. 2.3.13 przedstawiono przebieg maksymalnego błędu wynikającego ze skończonego czasu uśredniania w funkcji iloczynu kd dla różnej liczby okresów sygnału zawartych w czasie obserwacji.

2.3.6.6. Wnioski.

W tabeli 2.3.3 zestawiono wyniki analizy błędów układu pomiarowego stosowanego do wyznaczenia natężenia akustycznego.

Tabela 2.3.3

Rodzaj błędu	Błąd wypadkowy (metody i układu pomiarowego)	Błąd układu pomiarowego
Błąd wzmocnienia torów	$\frac{\sin(kd \cos \theta)}{kd \cos \theta} \left(1 + \frac{\Delta p_0}{p_0}\right) - 1$	$\epsilon_a \approx \frac{\Delta p_0}{p_0}$
Błąd przesunięcia fazy sygnałów w torach	$\frac{\sin(kd \cos \theta + \alpha)}{kd \cos \theta} - 1$	$\epsilon_\alpha \approx \frac{\alpha}{kd \cos \theta}$
Błąd orientacji układu mikrofonów	$\frac{\sin(kd \cos \gamma)}{kd} - 1$	$\epsilon_\gamma = \frac{\sin(kd \cos \gamma)}{\sin kd} - 1$
Błąd szumów	-	$\epsilon_n \approx \frac{1}{kd}$
Błąd uśredniania	$\frac{\sin(kd \cos \theta)}{kd \cos \theta} + \frac{\sin \omega T \cdot \sin(2\pi - \omega T)}{\omega T k d \cos \theta} - 1$	$\epsilon_T \approx \frac{M}{\omega T k d \cos \theta}$



Rys. 2.3.13. Minimalna liczba uśrednianych okresów sygnałów pozwalająca na aproksymację natężenia akustycznego z błędem nie większym niż ϵ_T , w zależności od iloczynu kd charakteryzującego warunki pomiarowe.

Jak wynika z powyższej tabeli błędy układu pomiarowego (przesunięcia fazy między torami, szumów, czasu uśredniania) są odwrotnie proporcjonalne do iloczynu liczby falowej i odległości między mikrofonami. Natomiast zgodnie z zależnościami podanymi w tabeli 2.3.2 wartość błędu aproksymacji natężenia akustycznego wzrasta z kwadratem tego iloczynu. Porównując zależności podane w obydwóch tabelach można stwierdzić, że w interesującym nas zakresie częstotliwości o wypadkowej dokładności decydować będą głównie błędy układu pomiarowego. Stąd dla ich minimalizacji należałoby dążyć, wraz z maleniem częstotliwości, do zwiększania odległości między mikrofonami. Zwiększanie tej odległości powoduje (patrz tabela 2.3.2) wzrost błędu aproksymacji natężenia akustycznego. Dlatego dla danej częstotliwości (w przypadku pomiarów w pasmach częstotliwości dla częstotliwości środkowej pasma) konieczny jest pewien kompromis w wyborze odległości między mikrofonami dla minimalizacji błędu wypadkowego. Znając charakterystyki amplitudowe i fazowe stosowanego układu pomiarowego, można dokonać analizy błędów wprowadzanych przez ten układ. Rozpatrując sumaryczny błąd składający się z błędów metody i poszczególnych błędów układu pomiarowego, można próbować optymalizować wartość iloczynu kd [23]. W praktyce jednakże część błędów układu pomiarowego może zostać wyeliminowana względnie zminimalizowana. Błędy, które mogą być eliminowane, to błędy przesunięcia fazy torów i nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów (patrz rozdział 4). Błędy niejednakowego wzmocnienia torów pomiarowych i skończonego czasu uśredniania mogą być minimalizowane przez dokładne równoważenie wzmocnień i dobór dostatecznie długiego czasu uśredniania. Stąd optymalizacja odległości między mikrofonami dla danej częstotliwości powinna odbywać się przede wszystkim dla polepszenia

stosunku sygnał - szum. Dlatego należy dążyć do minimalizacji błędu szumów przez zwiększanie odległości między mikrofonami. Popełniany przy tym błąd aproksymacji natężenia akustycznego może zostać wyznaczony i wykorzystany do korekcji otrzymanych wyników.

3. Wykorzystanie rury akustycznej do kalibracji układów pomiarowych.

3.1. Określenie mocy akustycznej w rurze.

Rozważana jest idealnie sztywna rura akustyczna o przekroju kołowym i promieniu wewnętrznym a . Zakłada się, że źródło emituje sygnał pobudzający, którego górna częstotliwość graniczna f_g jest dużo mniejsza od częstotliwości f_{10} , odpowiadającej pierwszemu rezonansowi poprzecznemu rury równemu [29]:

$$f_{10} = 1,84c/2\pi a \quad (3.1)$$

Przy takim założeniu wypadkowe ciśnienie akustyczne oraz prędkość akustyczną w rurze można rozważać jako fale płaskie, a promieniujący koniec rury jako drgający tłok.

Zaniedbując pomijalnie małe straty wynikłe z istnienia modów drgań wyższego rzędu w pobliżu źródła i końca rury, a także straty przy ściankach rury można przyjąć, że rozkład ciśnienia i prędkości akustycznej w przekroju poprzecznym jest równomierny.

Wypadkowe ciśnienie dźwięku w dowolnym miejscu rury jest sumą ciśnień fali padającej i odbitej i wynosi:

$$p(x,t) = p_i(x,t) + p_r(x,t) = p_0 [e^{j(\omega t - kx)} + \underline{R} e^{j(\omega t + kx)}], \quad (3.2)$$

przy czym $\underline{R}$ jest zespolonym współczynnikiem odbicia.

Korzystając z zależności (2.2) postać falową prędkości akustycznej można przedstawić jako:

$$u(x,t) = \frac{1}{\rho_0 c} [p_i(x,t) - p_r(x,t)] = \frac{p_0}{\rho_0 c} [e^{j(\omega t - kx)} - \underline{R} e^{j(\omega t + kx)}]. \quad (3.3)$$

Założmy teraz, że korzystając z metody pomiaru ciśnienia w dwóch punktach rury będziemy określać ciśnienie i prędkość

akustyczną fali rozchodzącej się w rurze. Ciśnienia w dwóch punktach rury x_1 i x_2 , oddległych o d , można przedstawić jako:

$$\begin{aligned} p_1(x_1, t) &= p_0 \{ e^{j[\omega t - k(x-d/2)]} + \underline{R} e^{j(\omega t + k(x-d/2))} \}, \\ p_2(x_2, t) &= p_0 \{ e^{j[\omega t - k(x+d/2)]} + \underline{R} e^{j[\omega t + k(x+d/2)]} \}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

przy czym $x_1 = x - d/2$, $x_2 = x + d/2$.

Suma tych ciśnień będzie wynosić :

$$p_1(x_1, t) + p_2(x_2, t) = p_0 [e^{j(\omega t - kx)} + \underline{R} e^{j(\omega t + kx)}] [e^{-jkd/2} + e^{jkd/2}].$$

Stąd

$$p(x, t) = \frac{p_1(x_1, t) + p_2(x_2, t)}{2 \cos(kd/2)}. \quad (3.5)$$

Podobnie różnicę ciśnień w dwóch punktach rury można wyrazić jako:

$$p_1(x_1, t) - p_2(x_2, t) = p_0 [e^{j(\omega t - kx)} - \underline{R} e^{j(\omega t + kx)}] [e^{jkd/2} - e^{-jkd/2}].$$

Stąd

$$u(x, t) = \frac{p_1(x_1, t) - p_2(x_2, t)}{2j \sin(kd/2) \rho_0 c}. \quad (3.6)$$

Transformatę Fouriera ciśnienia w dowolnym miejscu rury można przedstawić jako:

$$F\{p(x, t)\} = \frac{1}{2 \cos(kd/2)} [F\{p_1(x_1, t)\} + F\{p_2(x_2, t)\}], \quad (3.7)$$

gdzie $F\{.\}$ oznacza transformatę Fouriera.

Podobnie transformata Fouriera prędkości akustycznej jest określona jako :

$$F\{u(x, t)\} = \frac{1}{2j \sin(kd/2) \rho_0 c} [F\{p_1(x_1, t)\} - F\{p_2(x_2, t)\}]. \quad (3.8)$$

Korzystając ze wzoru (2.3.7), natężenie akustyczne będzie określone jako:

$$\langle I(x, \omega) \rangle = [2 \rho_0 c \sin(kd)]^{-1} Q_{12}(\omega). \quad (3.9)$$

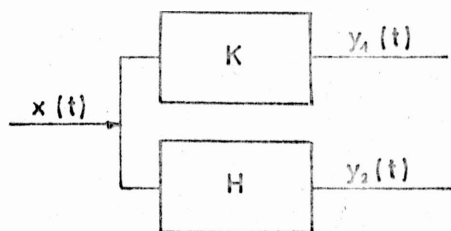
W ten sposób zostało otrzymane wyrażenie na natężenie akustyczne fali w rurze, w zależności od części urojonej widma wzajemnego ciśnień w dwóch punktach rury.

Moc akustyczna w rurze w funkcji częstotliwości wyraża się wzorem:

$$N(\omega) = \frac{\pi a^2}{2 \rho_0 c \sin(kd)} Q_{12}(\omega). \quad (3.10)$$

3.2. Wyznaczanie charakterystyk amplitudowych i fazowych torów.

Korzystając z założenia o równomiernym rozkładzie ciśnienia i prędkości akustycznej w przekroju poprzecznym rury, możemy wykorzystać rurę akustyczną do wyznaczania różnic w charakterystykach amplitudowych i fazowych torów pomiarowych łącznie z mikrofonami. Sytuacja pomiarowa odpowiadająca ekspozycji mikrofonów dla tego samego pola dźwiękowego jest przedstawiona na rys.3.1.



Rys.3.1. Zasada wyznaczania różnic charakterystyk amplitudowych i fazowych torów pomiarowych z wykorzystaniem rury akustycznej.

Sygnały wyjściowe poszczególnych torów pomiarowych wynoszą:

$$\begin{aligned} y_1(t) &= x(t) * k(t) , \\ y_2(t) &= x(t) * h(t) , \end{aligned} \quad (3.11)$$

gdzie * oznacza operację splotu.

W dziedzinie częstotliwości zależności (3.11) można przedstawić jako:

$$\begin{aligned} \underline{F}_{y_1}(\omega) &= \underline{X}(\omega) \cdot \underline{K}(\omega) , \\ \underline{F}_{y_2}(\omega) &= \underline{X}(\omega) \cdot \underline{H}(\omega) . \end{aligned} \quad (3.12)$$

Ze względu na taki sam sygnał wejściowy podawany na obydwa tory otrzymujemy:

$$\frac{|\underline{K}(\omega)|}{|\underline{H}(\omega)|} = \frac{|\underline{F}_{y_1}(\omega)|}{|\underline{F}_{y_2}(\omega)|} . \quad (3.13)$$

Gęstość widmowa wzajemna sygnałów $y_1(t)$ i $y_2(t)$ może być określona jako:

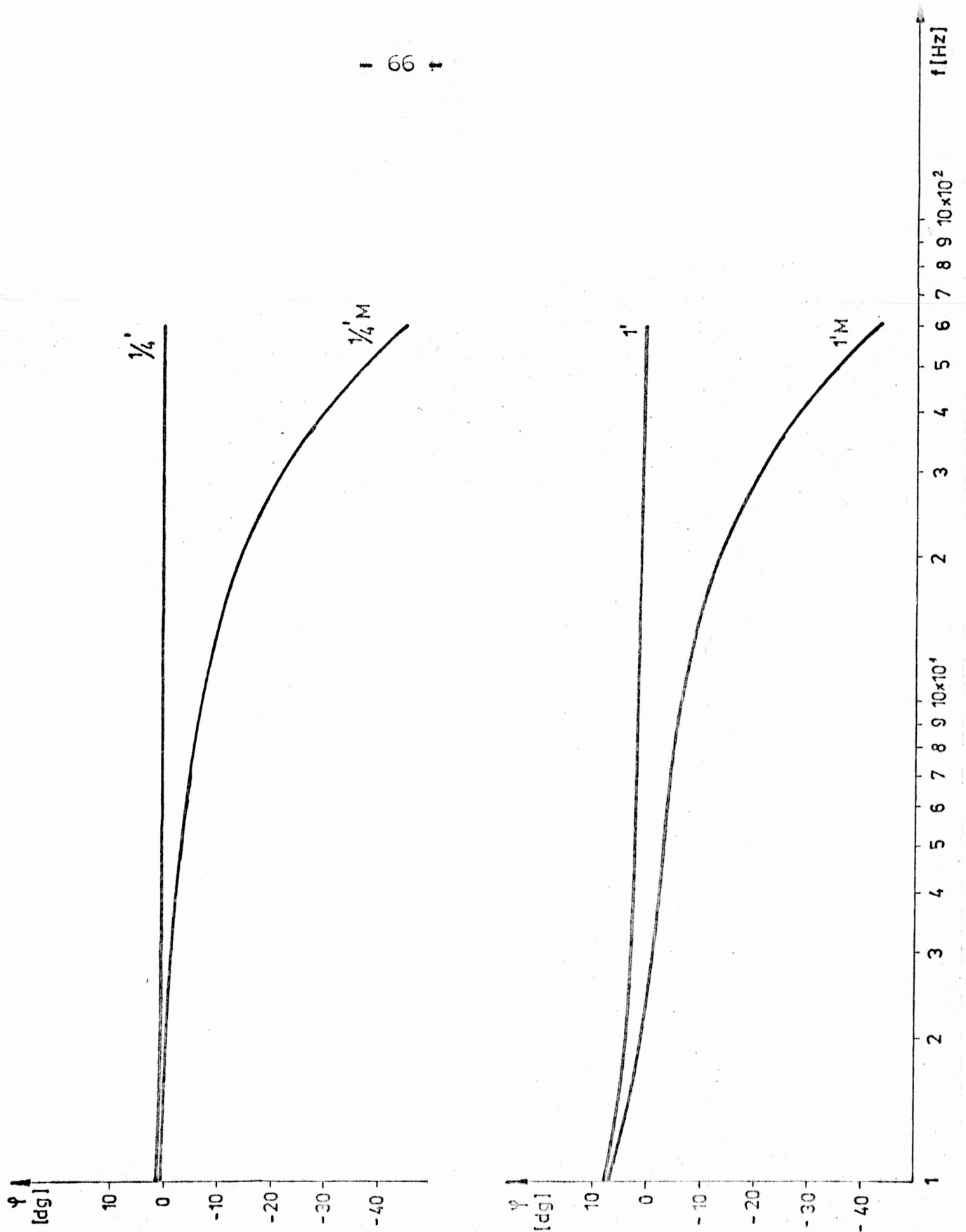
$$\begin{aligned} \underline{G}_{y_{12}}(\omega) &= \underline{F}_{y_1}^*(\omega) \cdot \underline{F}_{y_2}(\omega) \\ \text{i} \\ |\underline{G}_{y_{12}}(\omega)| e^{j\varphi} &= |\underline{X}(\omega)|^2 |\underline{K}(\omega)| \cdot |\underline{H}(\omega)| e^{j(\varphi_H - \varphi_K)} . \end{aligned}$$

Stąd argument gęstości widmowej wzajemnej sygnałów wyjściowych torów, odpowiada różnicy faz torów, czyli :

$$\varphi = \varphi_H - \varphi_K . \quad (3.14)$$

Zależności przedstawione wzorami (3.13) i (3.14) posłużyły do sporządzenia względnych charakterystyk amplitudowych i fazowych torów pomiarowych stosowanych w eksperymentach, przy czym

te ostatnie przedstawiono na rys. 3.2. (charakterystyki różnic wzmocnień torów nie zostały przedstawione, ze względu na ich bardzo dokładne zrównoważenie). Znajomość tych charakterystyk, jak to wynika z dyskusji przedstawionej w rozdziale 2.3.6, była niezbędna dla oszacowania i kompensacji błędów wprowadzanych przez układ pomiarowy.



Rys.3.2. Względne charakterystyki fazowe torów pomiarowych:

a) tory pomiarowe z mikrofonami $1/4'$,

b) tory pomiarowe z mikrofonami $1'$.

Indeks M oznacza tor pomiarowy z magnetofonem.

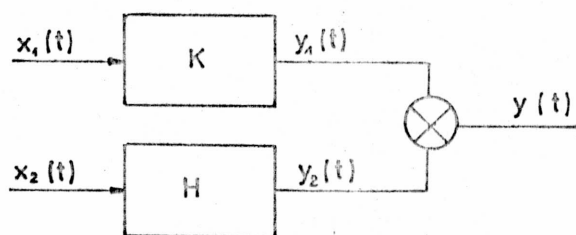
4. Eliminacja błędów układu pomiarowego.

Jak wynikało z dyskusji w rozdziale 2.3.6, błędy układu pomiarowego w znacznym stopniu wpływają na dokładność estymowanych wielkości w metodach jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu. Niektóre z tych błędów, takie jak błąd czasu uśredniania, czy też niejednakowego wzmocnienia torów mikrofonowych mogą być w prosty sposób minimalizowane. Podobnie wpływ szumów można obniżać przez optymalny dobór odległości między mikrofonami.

Poniżej zostaną przedstawione procedury pomiarowe pozwalające na eliminację błędów przesunięcia fazy sygnałów w torach i nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów.

4.1. Eliminacja błędu przesunięcia fazy sygnałów w torach pomiarowych.

Jak przedstawiono w rozdziale 2.3.6.2 błąd przesunięcia fazy w torach wpływa w sposób istotny na dokładność estymacji natężenia akustycznego. Rozważając metodę eliminacji tego błędu układy pomiarowe przedstawione na rys. 2.2, 2.2.1 i 2.2.2 możemy w sposób uproszczony przedstawić zgodnie z rys. 4.1.



Rys.4.1. Zasada pomiarów natężenia akustycznego z przełączaniem torów.

Sygnały wyjściowe poszczególnych torów pomiarowych można przedstawić jako:

$$\begin{aligned} y_1(t) &= x_1(t) * k(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(\tau) \cdot k(t-\tau) d\tau, \\ y_2(t) &= x_2(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_2(\tau) \cdot h(t-\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (4.1)$$

gdzie * oznacza operację splotu.

Splotowi transformowanych funkcji czasu odpowiada iloczyn transformat Fouriera [4,6], stąd :

$$\begin{aligned} \underline{F}_{y_1}(\omega) &= \underline{X}_1(\omega) \cdot \underline{K}(\omega), \\ \underline{F}_{y_2}(\omega) &= \underline{X}_2(\omega) \cdot \underline{H}(\omega). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Związek pomiędzy mocą zawartą w sygnale w dziedzinach czasu i częstotliwości można otrzymać stosując twierdzenie Parsevala[16].

Zgodnie z tym twierdzeniem :

$$\int_{-\infty}^{\infty} y_1(t) y_2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{F}_{y_1}^*(\omega) \underline{F}_{y_2}(\omega) d\omega. \quad (4.3)$$

Energetyczne widmo wzajemne, czy też gęstość widmowa wzajemna sygnałów $y_1(t)$ i $y_2(t)$ jest więc określona jako:

$$\underline{G}_{y_{12}}(\omega) = \underline{F}_{y_1}^*(\omega) \cdot \underline{F}_{y_2}(\omega). \quad (4.4)$$

Podstawiając do powyższego wzoru zależności (4.2) otrzymujemy:

$$\underline{G}_{y_{12}}(\omega) = \underline{G}_{x_{12}}(\omega) \cdot \underline{K}^*(\omega) \cdot \underline{H}(\omega). \quad (4.5)$$

Jeśli teraz sygnał $x_1(t)$ podamy na układ o transmitancji $\underline{H}(\omega)$, a sygnał $x_2(t)$ na układ o transmitancji $\underline{K}(\omega)$, czyli przełączymy tory, jak to zaproponował J.Y.Chung [9], otrzymamy :

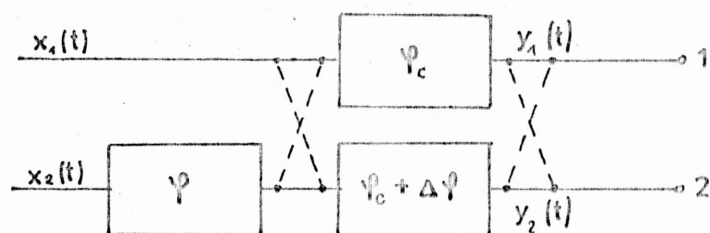
$$\underline{G}_{y_{12}}^P(\omega) = \underline{G}_{x_{12}}(\omega) \cdot \underline{K}(\omega) \cdot \underline{H}^*(\omega). \quad (4.6)$$

Mnożąc równania (4.5) i (4.6) stronami otrzymujemy:

$$\underline{G}_{x_{12}}(\omega) = \frac{[\underline{G}_{y_{12}}(\omega) \cdot \underline{G}_{y_{12}}^P(\omega)]^{1/2}}{|\underline{K}(\omega)| \cdot |\underline{H}(\omega)|} \quad (4.7)$$

Stąd w wyrażeniu na część urojoną gęstości widmowej wzajemnej sygnałów wejściowych (patrz wzór 2.2.7) pojawi się jedynie moduł funkcji transmitancji torów pomiarowych.

Przełączanie torów należy rozumieć jako zamianę miejscami mikrofonów pomiarowych, względnie przełączanie torów pomiarowych porzucając od miejsca, gdzie charakterystyki fazowe torów różnią się. Użyteczność przedstawionej procedury, zarówno do eliminacji przesunięcia fazy sygnałów w torach, jak i określenia wielkości tego przesunięcia, zostanie rozpatrzona poniżej. Rozważmy układ torów pomiarowych przedstawiony na rys. 4.2.



Rys.4.2. Zasada eliminacji i pomiaru przesunięcia fazy sygnałów w torach pomiarowych.

Zgodnie ze wzorem (4.4) w widmie wzajemnym występuje różnica faz między torem pomiarowym drugim a pierwszym.

Faza $\underline{G}_{x_{12}}(\omega)$ (patrz wzór 4.7) jest połową sumy faz widm

wzajemnych torów przed i po przełączeniu. Stąd przełączając tory na wejściu otrzymujemy:

$$\frac{(\varphi + \varphi_c + \Delta\varphi) - \varphi_c + (\varphi_c + \Delta\varphi) - (\varphi + \varphi_c)}{2} = \Delta\varphi ,$$

przy czym φ jest poszukiwanym przesunięciem fazy sygnałów, $\Delta\varphi$ różnicą faz torów, a φ_c wspólnym przesunięciem fazy torów.

Jak widać z powyższej zależności, obliczając widmo wzajemne zgodnie ze wzorem (4.4) i przyłączając tory tylko na wejściu, możemy wyznaczyć różnicę faz torów. Zależność powyższa była jedną z metod wyznaczania różnic charakterystyk fazowych torów (patrz również rozdział 3.2). Jeśli dodatkowo dokonamy przełączenia torów na wyjściu, wówczas :

$$\frac{(\varphi + \varphi_c + \Delta\varphi) - \varphi_c + (\varphi + \varphi_c) - (\varphi_c + \Delta\varphi)}{2} = \varphi ,$$

a więc w wyniku otrzymamy jedynie poszukiwane przesunięcia fazy sygnałów, bez wpływu torów pomiarowych.

4.2. Zagadnienia prawidłowej orientacji układu mikrofonów.

W rozdziale 2.3.6.3 określono błąd pomiarowy wynikający z nieprawidłowej orientacji układu mikrofonów względem źródła. Jak stwierdzono, odchylenie osi układu mikrofonów od kierunku składowej normalnej wektora natężenia akustycznego powoduje błąd pomiarowy. Należy rozważyć zatem procedury pozwalające na minimalizację tego błędu.

W układach pomiarowych o bezpośrednim odczycie wielkości mierzonej, o prawidłowym zwrocie układu mikrofonów świadczy maksymalny sygnał wyjściowy. W przypadku pośredniego przetwarzania sygnałów, a mianowicie rejestracji, a następnie analizy zarejestrowanych sygnałów z dwóch mikrofonów, proponuje się następującą

procedurę pomiarową.

Mierzona składowa natężenia akustycznego w kierunku θ , dla bieżącej fali płaskiej wynosi.

$$\langle I_{sm}(x,t) \rangle = \frac{\omega \rho_0}{2d} A^2 \sin(kd \cos\theta). \quad (4.8)$$

Jeśli teraz obrócimy układ mikrofonów o kąt $\pi/2$, otrzymujemy:

$$\langle I'_{sm}(x,t) \rangle = \frac{\omega \rho_0}{2d} A^2 \sin(kd \sin\theta). \quad (4.9)$$

Biorąc stosunek tak mierzonych natężeń akustycznych, otrzymujemy:

$$\frac{\langle I'_{sm}(x,t) \rangle}{\langle I_{sm}(x,t) \rangle} = \frac{\sin(kd \sin\theta)}{\sin(kd \cos\theta)}.$$

Dla małych wartości iloczynu kd powyższe wyrażenie można przedstawić jako:

$$\frac{\langle I'_{sm}(x,t) \rangle}{\langle I_{sm}(x,t) \rangle} \approx \operatorname{tg} \theta. \quad (4.10)$$

Stąd możliwe jest precyzyjne określenie kierunku propagacji fali, przy założeniu stacjonarności pola akustycznego źródła.

W przeciwnym przypadku należałoby zastosować układ czterech mikrofonów ciśnieniowych uformowany w kwadratową tablicę dwugradientową. Oczywiście w tym przypadku każde zniekształcenie układu biegunowego, względnie nierównomierności charakterystyk częstotliwościowych stosowanych układów mikrofonów, powodują błędy pomiaru kierunku propagacji fali [2,3].

W celu wyznaczenia składowej normalnej wektora natężenia akustycznego, w przypadku pomiarów pośrednich, dla każdego punktu obserwacji należy wykonać pomiar raz dla dowolnego kąta padania fali, drugi raz po obróceniu układu mikrofonów o $\pi/2$. Zgodnie ze wzorem (4.10) procedura ta pozwoli na określenie kierunku propagacji

fali i stąd zmierzoną wielkość natężenia można będzie skorygować przez $\cos$ sinus kąta padania fali. Jest to dość uciążliwa procedura, gdyż wymaga podwojenia liczby pomiarów, co przy stosowaniu procedury eliminacji błędu fazy przez przełączanie torów wydłuża czas czterokrotnie.

Przy całkowaniu wektora natężenia dźwięku po zamkniętej powierzchni, wypadkowy błąd oszacowania mocy akustycznej (najbardziej prawdopodobny), wynikający z całkowania nie po powierzchni prostopadłej do kierunku propagacji fali, lecz dowolnej, będzie dążył do zera przy dostatecznie dużej liczbie punktów pomiarowych na tej powierzchni.

5. Weryfikacja eksperymentalna metody.

Przeprowadzone badania eksperymentalne miały na celu weryfikację omawianych metod pomiaru mocy akustycznej przez porównanie wyników otrzymanych tymi metodami z wynikami uzyskiwanymi w innych, znanych metodach pomiarowych.

Stąd badania wykonano dla prostych źródeł sygnałów i w kontrolowanych środowiskach pomiarowych (pole swobodne, rura akustyczna). Dodatkowym celem eksperymentów było uzyskanie informacji na temat wpływu analizowanych w rozdziale 2.3.6 błędów układu pomiarowego na dokładność estymacji natężenia akustycznego.

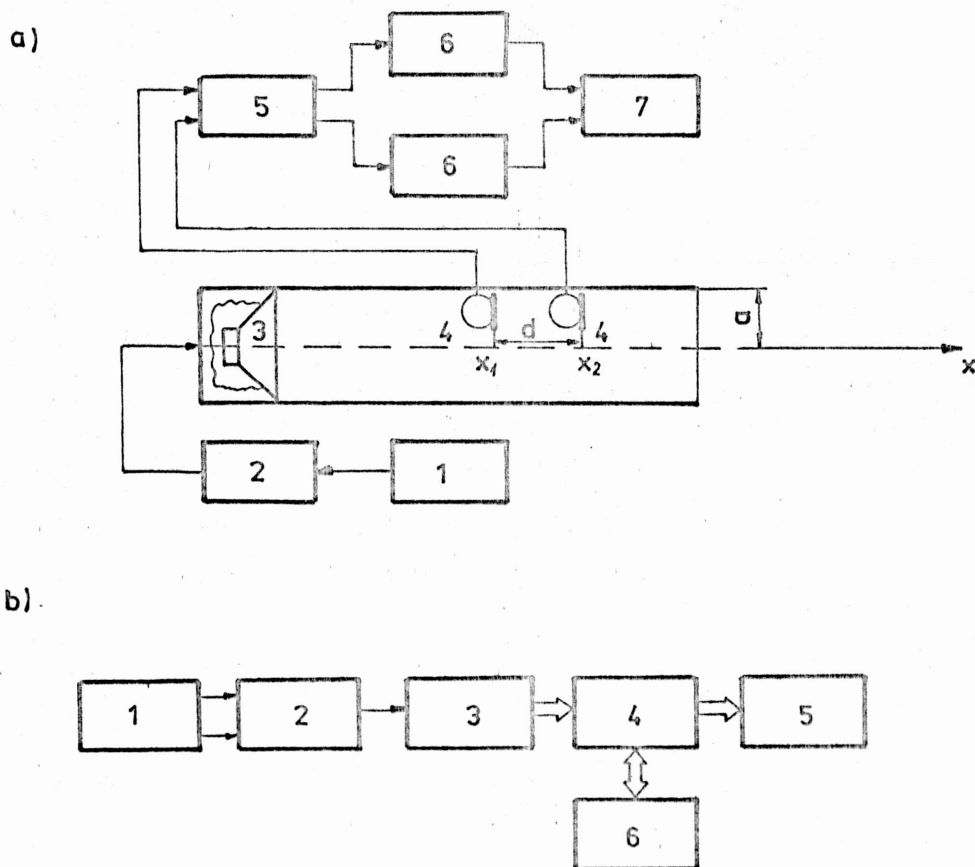
5.1. Pomiary mocy akustycznej w rurze.

5.1.1. Układy pomiarowe.

Pomiary i obliczenia mocy akustycznej w rurze wykonano według metody omówionej w rozdziale 3.1, w układzie pomiarowym, którego schemat blokowy przedstawia rys. 5.1.1.

Średnica wewnętrzna zastosowanej rury akustycznej wynosiła $2a = 0,1$ m, stąd częstotliwość odpowiadająca pierwszemu rezonansowi poprzecznemu rury $f_{10} = 2000$ Hz. Podczas pomiarów rura umieszczona była w komorze bezdechowej realizującej warunki pola swobodnego, przy czym otwarty koniec rury umieszczony był w silnie odbijającej odgradzie.

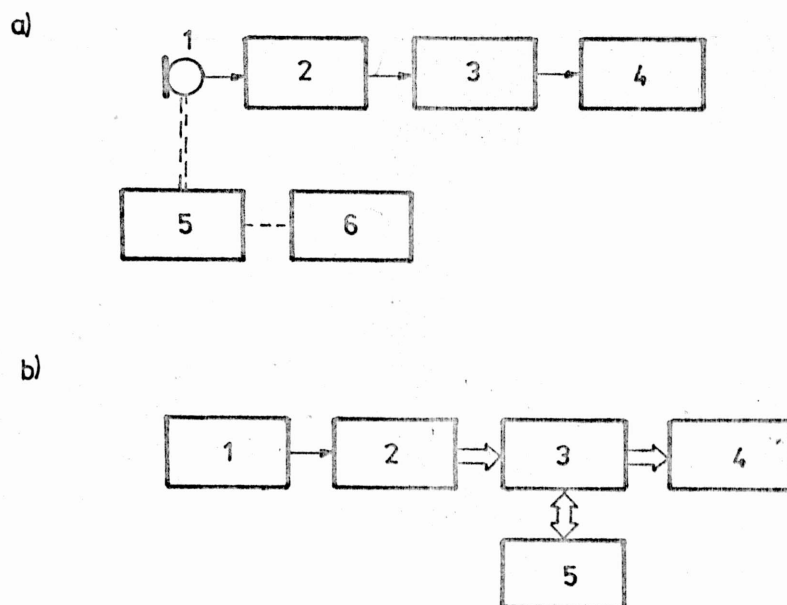
Równocześnie z pomiarem mocy w rurze metodą gradientową dokonywano pomiaru mocy promieniowanej przez otwarty koniec rury, przez pomiar wartości średniej kwadratu ciśnienia akustycznego na powierzchni półsfery o promieniu $r = 0,5$ m otaczającej otwarty koniec rury. Zastosowano ciągły sposób rejestracji i uśredniania ciśnienia akustycznego na powierzchni pomiarowej.



Rys. 5.1.1. Schemat blokowy układu pomiaru i analizy mocy akustycznej w rurze :

- a) tor zapisu 1 - analizator heterodynowy typ 2010 f-my B&K, 2 - wzmacniacz mocy typ 2706 f-my B&K, 3 - głośnik, 4 - mikrofony pomiarowe typ 4135 + przedwzmacniacze typ 2618 f-my B&K, 5 - dwukanałowy zasilacz mikrofonowy typ 2807 f-my B&K, 6 - wzmacniacze pomiarowe typ M60T f-my RFT, 7 - magnetofon pomiarowy typ 7003 f-my B&K;
- b) tor odczytu: 1 - magnetofon pomiarowy typ 7003 f-my B&K, 2 - przełącznik kanałów typ 5619 f-my B&K, 3 - cyfrowy rejestrator sygnałów typ 7502 f-my B&K, 4 - komputer Varian 620/L-100 B&K typ 7504, 5 - drukarka znakowo-mozaikowa DZM-180, 6 - dalekopis ASR 33 B&K typ 6401.

Na rys. 5.1.2 przedstawiono schemat blokowy układu pomiaru i analizy mocy akustycznej promieniowanej przez otwarty koniec rury.



Rys.5.1.2. Schemat blokowy układu pomiaru i analizy mocy akustycznej promieniowanej przez otwarty koniec rury :

- a) tor zapisu: 1 - mikrofon pomiarowy typ 4133 + przedwzmacniacz typ 2619 f-my B&K, 2 - zasilacz mikrofonowy typ 2807 f-my B&K, 3 - wzmacniacz pomiarowy typ 2606 f-my B&K, 4 - magnetofon pomiarowy typ Nagra 4.2L f-my Kudelski, 5 - stolik obrotowy typ DT 02012 f-my RFT, 6 - pisak poziomu typ PSG 101 f-my RFT;
- b) tor odczytu : 1 - magnetofon pomiarowy typ Nagra 4.2L f-my Kudelski, 2 - 1/3 oktawowy analizator częstotliwości typ 3347 f-my B&K, 3 - komputer Varian 620/L-100 B&K typ 7504, 4 - drukarka znakowo-mozaikowa typ DZM 180, 5-dalekopis ASR 33 B&K typ 6401.

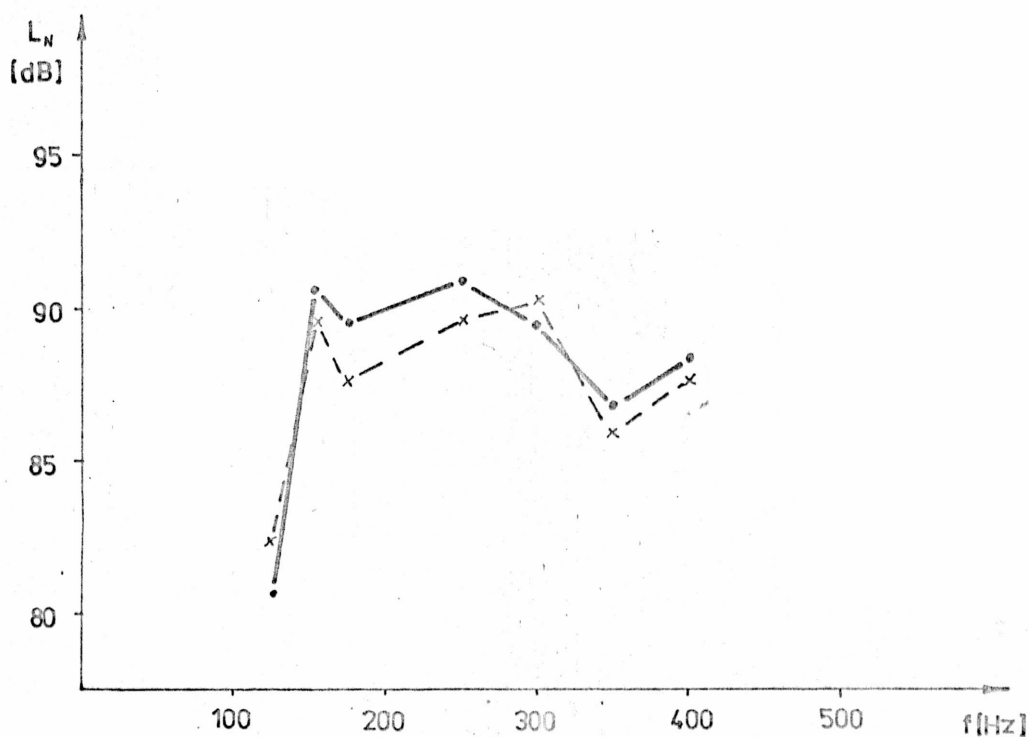
5.1.2. Wyniki pomiarów.

Pomiary mocy akustycznej w rurze wykonano dla dwóch odległości między mikrofonami $d = 0,05$ i $d = 0,2$ m.

Wyniki pomiarów mocy akustycznej otrzymane metodą gradientową oraz metodą pomiaru w polu swobodnym dla odległości $d = 0,05$ m przedstawia tabela 5.1 oraz rysunek 5.1.3, a dla odległości $d = 0,2$ m tabela 5.2 oraz rysunek 5.1.4.

Tabela 5.1

Częstotliwość tonu $f[\text{Hz}]$	Metoda gradientowa		Metoda pomiaru w polu swobodnym	
	Moc akust. $N[\text{mW}]$	Poziom mocy $L_N[\text{dB}]$	Moc akust. $N[\text{mW}]$	Poziom mocy $L_N[\text{dB}]$
127	0,172	82,36	0,116	80,66
156	0,92	89,64	1,137	90,56
175	0,586	87,68	0,787	88,95
250	0,929	89,68	1,236	90,92
302	1,076	90,32	0,904	89,56
351	0,399	86,01	0,478	86,8
400	0,599	87,78	0,692	88,4



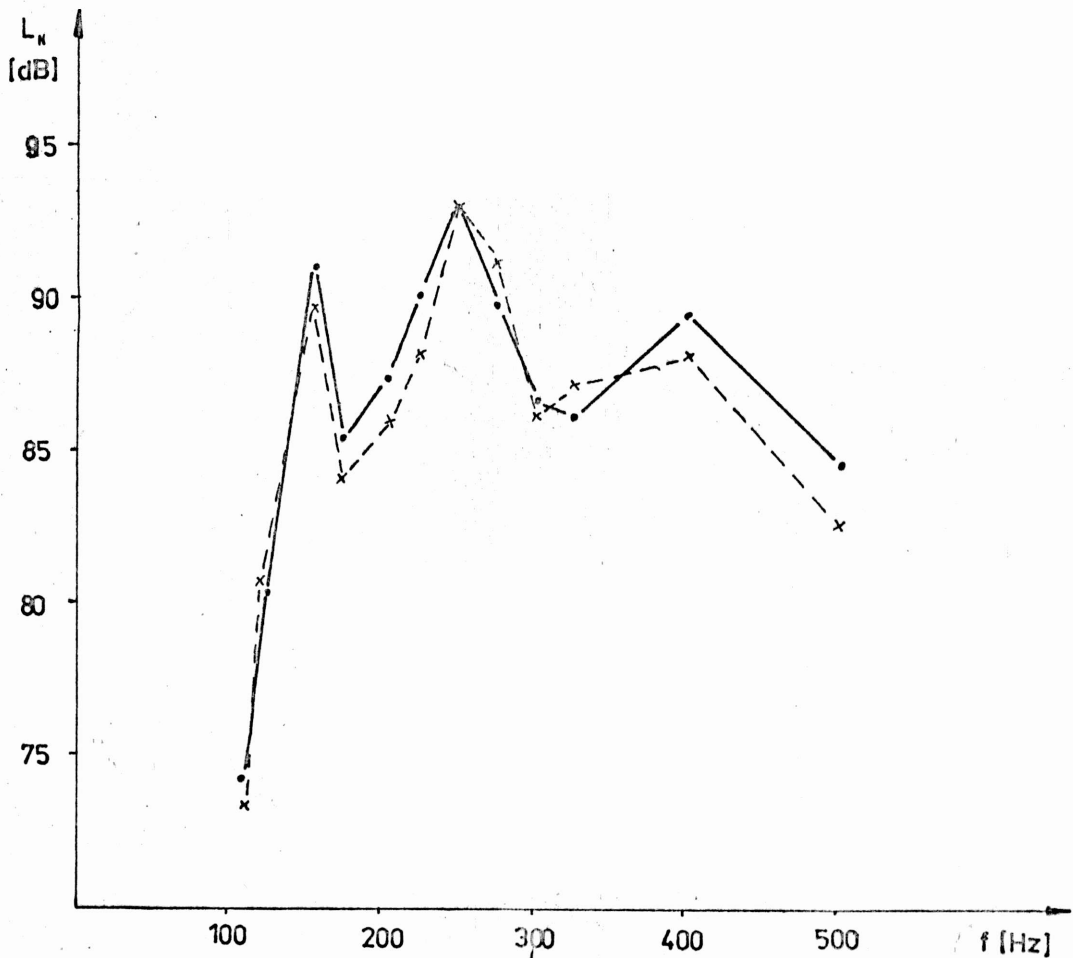
Rys. 5.1.3. Charakterystyka częstotliwościowa poziomu mocy akustycznej promieniowanej przez otwarty koniec rury w komorze bezdechowej ;

linia przerywana - poziom mocy zmierzony metodą gradientową, linia ciągła - poziom mocy akustycznej zmierzony w polu swobodnym.

Odległość między mikrofonami $d = 0,05$ m.

Tabela 5.2

Częstotliwość tonu $f[\text{Hz}]$	Metoda gradientowa		Metoda pomiaru w polu swobodnym	
	Moc akust. $N[\text{mW}]$	Poziom mocy $L_N[\text{dB}]$	Moc akust. $N[\text{mW}]$	Poziom mocy $L_N[\text{dB}]$
112	$2,11 \cdot 10^{-2}$	73,24	$2,49 \cdot 10^{-2}$	73,96
127	0,117	80,7	0,105	80,21
156	0,94	89,73	1,247	90,96
175	0,251	83,99	0,343	85,36
205	0,39	85,91	0,532	87,26
224	0,66	88,19	1,037	90,16
250	1,94	92,88	2,013	93,04
273	1,31	91,17	0,925	89,66
302	0,41	86,13	0,46	86,66
327	0,52	87,21	0,404	86,06
400	0,66	88,17	0,88	89,46
503	0,19	82,68	0,28	84,52

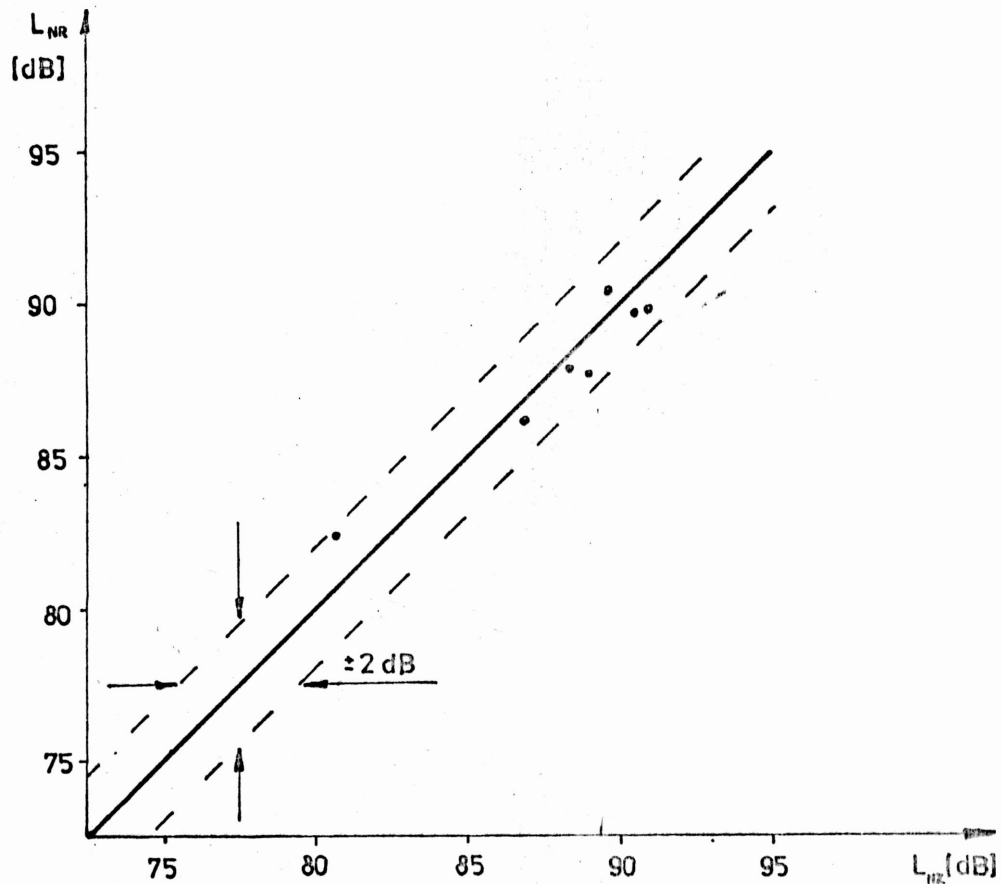


Rys. 5.1.4. Charakterystyka częstotliwościowa poziomu mocy akustycznej promieniowanej przez otwarty koniec rury w komorze bezdechowej; linia przerywana - poziomy mocy zmierzone metodą gradientową, linia ciągła - poziomy mocy akustycznej zmierzone w polu swobodnym. Odległość między mikrofonami $d = 0,2$ m.

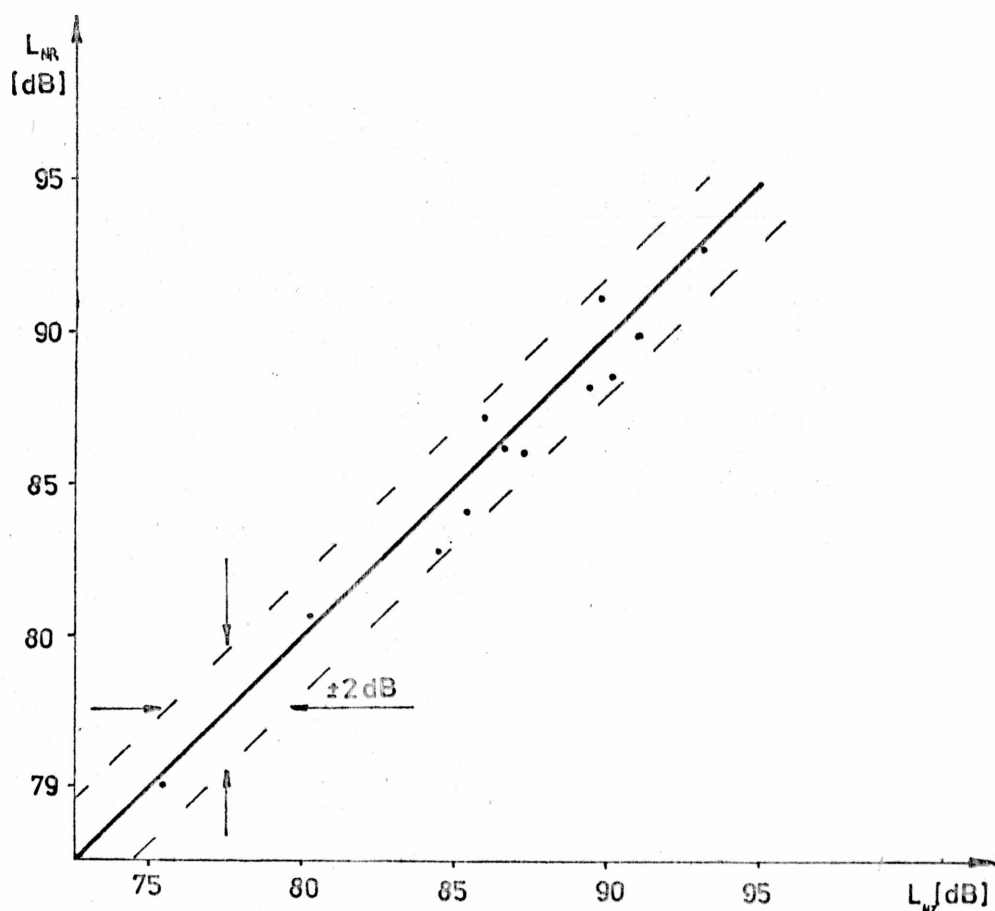
5.1.3. Analiza wyników.

Wyniki przedstawione w tabelach 5.1 i 5.2 potwierdzają dużą zgodność między poziomami mocy akustycznej zmierzonymi metodą gradientową i w polu swobodnym przez uśrednianie na półkuli.

Na rys. 5.1.5 i 5.1.6 przedstawiono porównanie poziomów mocy zmierzonych tymi metodami.



Rys. 5.1.5. Porównanie poziomów mocy mierzonych metodą gradientową w rurze akustycznej (L_{NR}) z poziomami mierzonymi w polu swobodnym (L_{mz}). Odległość między mikrofonami $d = 0,05$ m. Linie przerywane odpowiadają różnicom ± 2 dB.



Rys. 5.1.6. Porównanie poziomów mocy mierzonych metodą gradientową w rurze akustycznej (L_{NR}) z poziomami mierzonymi w polu swobodnym (L_{NZ}). Odległość między mikrofonami $d = 0,2$ m. Linie przerywane odpowiadają różnicom ± 2 dB.

Średnie odchylenie mierzonych poziomów mocy wynosi $1,04$ dB dla odległości mikrofonów $d = 0,05$ m i $1,13$ dB dla odległości $d = 0,2$ m. Istniejące rozbieżności mogą być wynikiem błędów metody gradientowej, względnie wynikać z błędów określenia mocy akustycznej w polu swobodnym. Błędy określenia mocy akustycznej w polu swobodnym mogą wynikać z aproksymowania wektora natężenia akustycznego średnim kwadratem ciśnienia na powierzchni półkuli, jak też

mogą być spowodowane przybliżoną realizacją warunków pola swobodnego w wykorzystywanej komorze bezechowej.

Przeanalizujmy błąd określenia mocy akustycznej w polu swobodnym przez uśrednianie kwadratu ciśnienia akustycznego na powierzchni półkuli. Obliczana moc akustyczna jest określana jako:

$$N = 2\pi r^2 \frac{\overline{p^2}}{\rho_0 c} . \quad (5.1.1)$$

Błąd względny oczekiwany oszacowania mocy akustycznej, w zależności od błędów względnych poszczególnych mierzonych wielkości jest dany jako [26] :

$$\frac{\Delta N}{N} = [4 \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \rho_0 c}{\rho_0 c}\right)^2]^{1/2} . \quad (5.1.2)$$

Błąd $\Delta N/N$ nie może być mniejszy niż $2 \Delta p/p$ mierząc moc akustyczną na półkuli w polu swobodnym. Jeśli przestrzennie uśredniane poziomy ciśnienia mają dokładność ± 1 dB, a promień półkuli r i akustyczna rezystancja właściwa powietrza $\rho_0 c$ są znane z dokładnością 1 proc., wówczas błąd względny oszacowania mocy akustycznej wynosi 0,52, co daje dewiację poziomu mocy akustycznej 1,8 dB. Dla dokładności poziomów ciśnienia 0,5 dB, błąd ten wyniesie 0,24, a więc 0,94 dB dla poziomu mocy akustycznej.

Niekompensowana różnica wzmocnień torów pomiarowych była mniejsza od 0,3 dB. Błąd fazy torów był eliminowany korzystając z procedury przełączania torów (patrz rozdział 4.1).

Minimalna liczba uśrednianych okresów wynosiła 1000. W świetle uwag podanych w rozdziale 2.3.6 błędy wzmocnienia, fazy i uśredniania można w tych warunkach pominąć.

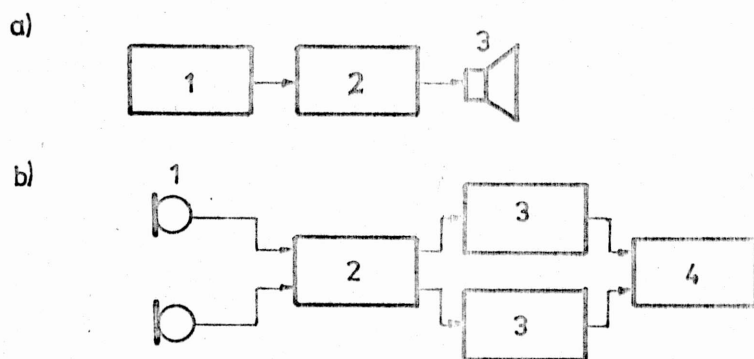
Jak widać z rys. 5.1.5 i 5.1.6 poziomy mocy mierzone w rurze akustycznej są dla większości częstotliwości mniejsze od poziomów mierzonych na zewnątrz rury. Jest to potwierdzeniem

zależności (2.3.4) na błąd estymacji natężenia akustycznego dla fali płaskiej. Zgodnie z tą zależnością niedoestymowanie natężenia akustycznego rośnie ze wzrostem liczby falowej i odległości między mikrofonami. Tym też należy tłumaczyć wzrost rozbieżności między mierzonymi poziomami mocy dla $d = 0,2$ m w zakresie wyższych częstotliwości (rys. 5.1.4). Stąd też można dokonać kompensacji tych rozbieżności przez uwzględnienie błędu aproksymacji natężenia. Istniejące rozbieżności mierzonych poziomów mocy w zakresie małych częstotliwości dla odległości $d = 0,05$ m są prawdopodobnie wynikiem pogorszenia się stosunku sygnał - szum dla małych wartości iloczynu kd (patrz rozdział 2.3.6.4).

5.2. Pomiary natężenia akustycznego w funkcji odległości od źródła.

5.2.1. Układ pomiarowy.

Pomiary i obliczenia natężenia akustycznego w funkcji odległości od źródła wykonano według metody omówionej w rozdziale 2.2.2, w układzie pomiarowym, którego schemat blokowy przedstawia rys. 5.2.1.



Rys.5.2.1. Schemat blokowy układu pomiaru natężenia akustycznego w funkcji odległości od źródła.

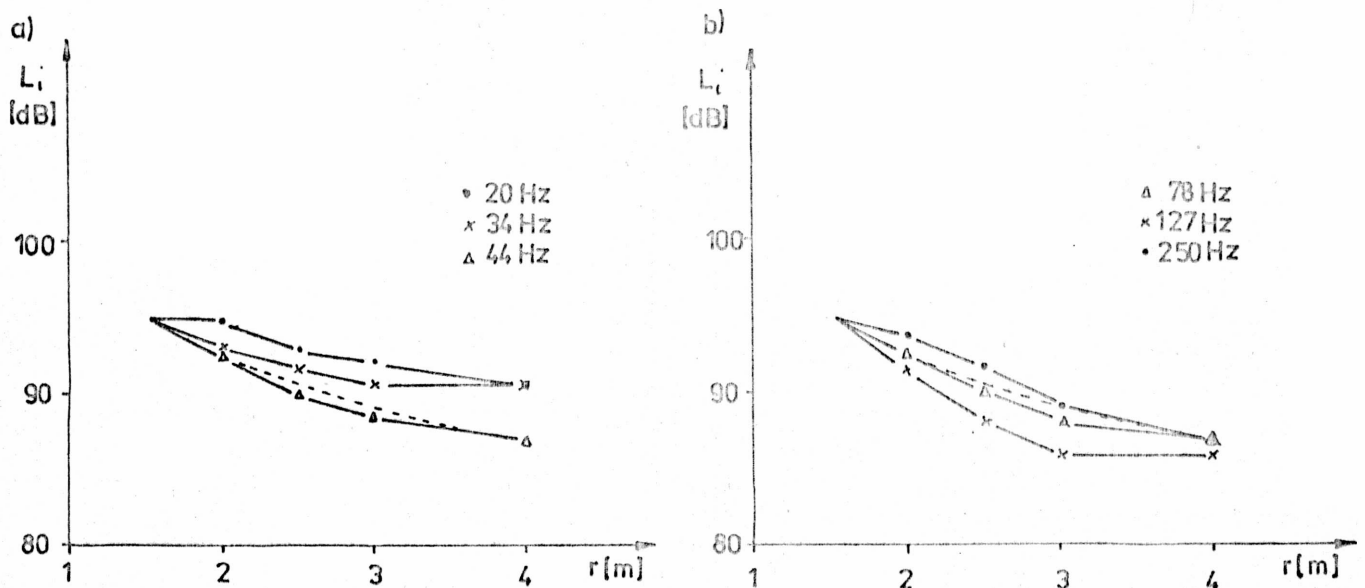
- a) tor nadawczy: 1 - analizator heterodynowy typ 2010 f-my B&K, 2 - wzmacniacz mocy typ 2706 f-my B&K, 3 - kolumna głośnikowa f-my Altec;
- b) tor odbiorczy: 1 - mikrofony pomiarowe typ 4145+ przedwzmacniacze typ 2619 f-my B&K, 2 - dwukanałowy zasilacz mikrofonowy typ 2807 f-my B&K, 3 - wzmacniacze pomiarowe typ M60T f-my RFT, 4 - magnetofon pomiarowy typ 7003 f-my B&K .

Tor odczytu i analizy był zgodny z przedstawionym na rys. 5.1.1b .

Pomiary wykonano w komorze bezdechowej dla odległości od źródła 1,5 , 2, 2,5, 3 i 4 m. Odległość między mikrofonami pomiarowymi była stała i wynosiła 0,205 m. Pomiar w każdym punkcie wykonywano dwukrotnie przed i po zamianę torów pomiarowych dla eliminacji błędów fazy.

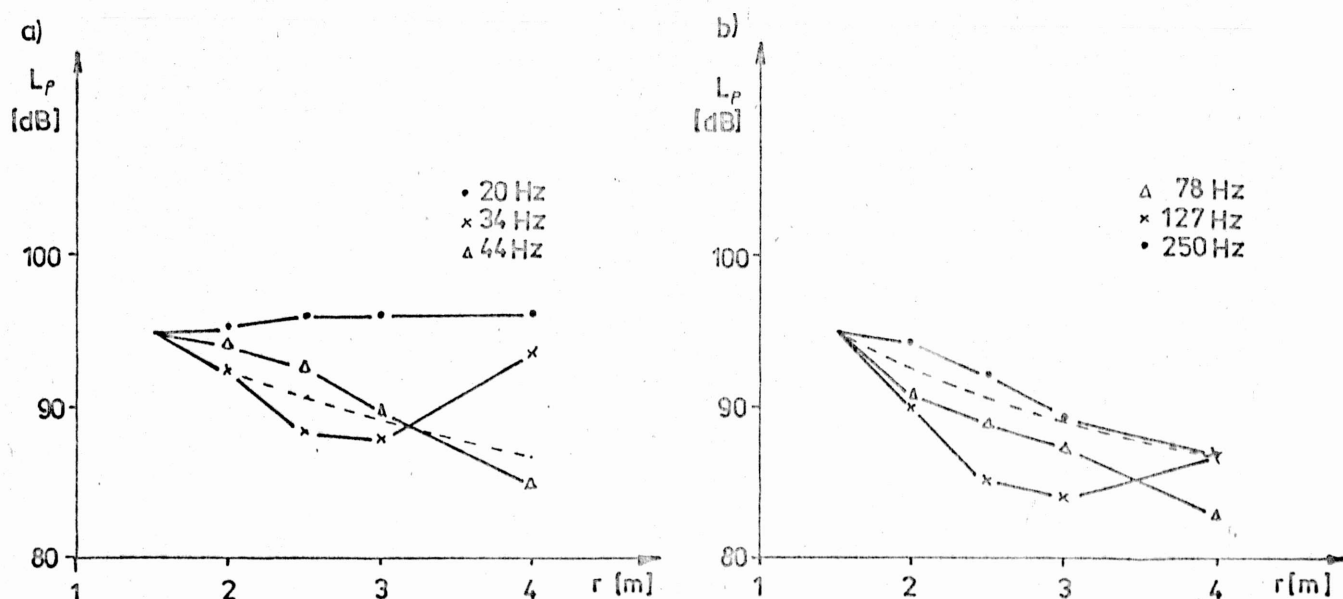
5.2.2. Wyniki pomiarów.

Wyniki pomiarów natężenia akustycznego mierzonego na osi źródła w komorze bezdechowej w funkcji odległości dla sześciu częstotliwości pomiarowych przedstawiono na rys. 5.2.1.



Rys. 5.2.1. Przebieg zmian poziomu natężenia akustycznego w komorze bezdechowej w funkcji odległości od źródła:
a) częstotliwości pomiarowe 20, 34 i 44 Hz,
b) częstotliwości pomiarowe 78, 127 i 250 Hz.

Na rys. 5.2.2. przedstawiono przebieg zmian poziomu ciśnienia akustycznego mierzonego na osi źródła w komorze bezechovej w funkcji odległości dla sześciu częstotliwości pomiarowych.



Rys. 5.2.2. Przebieg zmian poziomu ciśnienia akustycznego w komorze bezechovej w funkcji odległości od źródła:

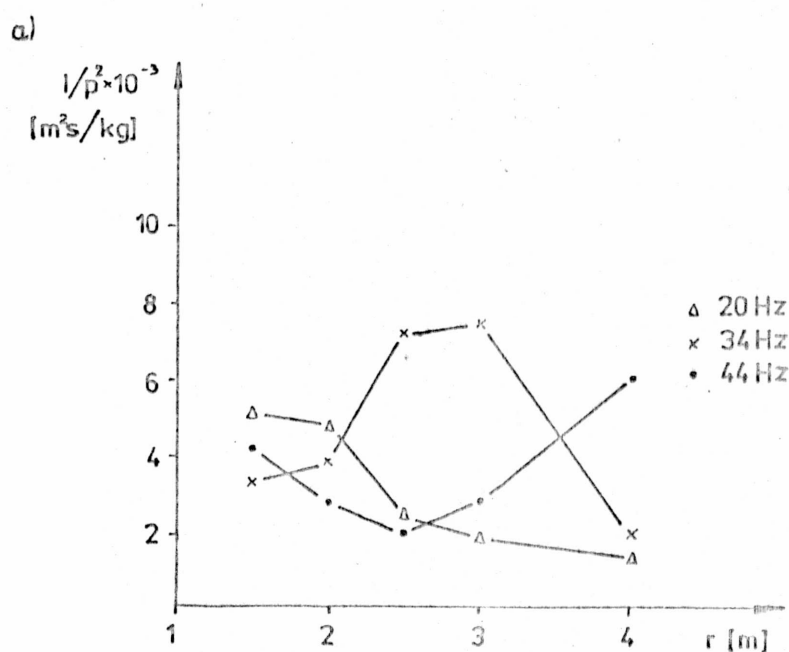
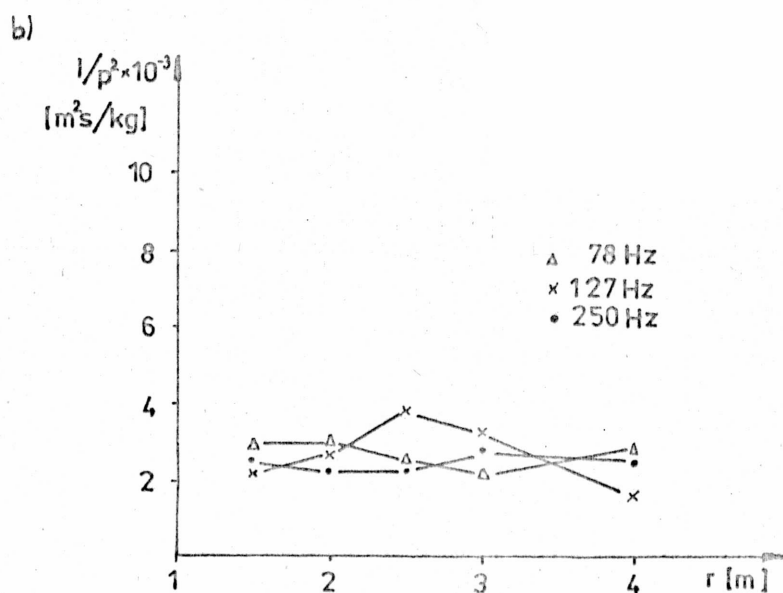
- a) częstotliwości pomiarowe 20, 34 i 44 Hz ,
- b) częstotliwości pomiarowe 78, 127 i 250 Hz.

5.2.3. Analiza wyników.

Zastosowane źródło dźwięku można było uważać jako źródło punktowe, gdyż jego wymiary były małe w porównaniu z długościami fal promieniowanego dźwięku.

Zgodnie z prawem odwrotności kwadratu odległości, poziom natężenia akustycznego maleje o 6 dB przy każdym podwojeniu odległości od źródła. Na rys. 5.2.1 i 5.2.2 ten przebieg teoretyczny jest oznaczony linią przerywaną. Jak widać z tych rysunków przebieg

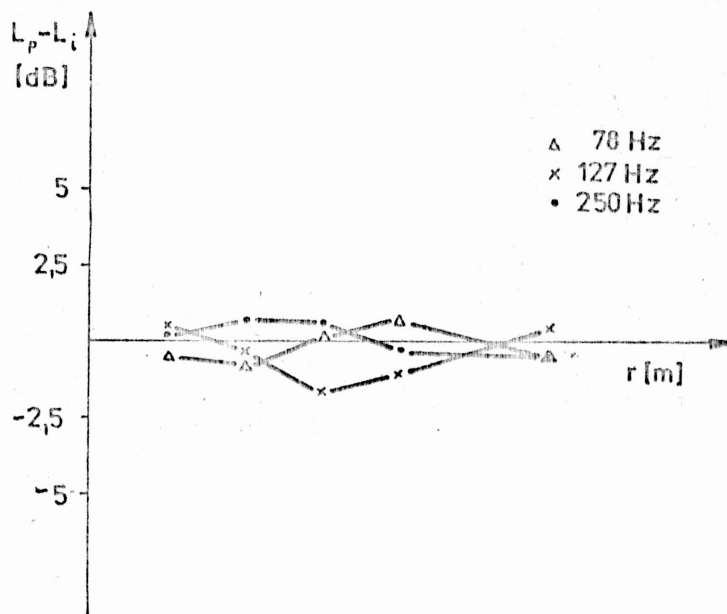
natężenia akustycznego, a zwłaszcza przebieg ciśnienia akustycznego w funkcji odległości różnią się znacznie od przebiegu teoretycznego zwłaszcza w zakresie małych częstotliwości i dla dużych odległości od źródła. Istniejące anomalie zmian ciśnienia są wynikiem niedoskonałości komory bezdechowej w tym zakresie częstotliwości. Spowodowane są one istnieniem odbić, jak też rozpraszania przez kliny komory. Na rys. 5.2.3 przedstawiono przebieg zmian stosunku natężenia akustycznego do kwadratu ciśnienia akustycznego w funkcji odległości od źródła. Ze względu na taki sam charakter zmian obydwóch wielkości, ich stosunek powinien być stały. Przebiegi z rys. 5.2.3.a pozwalają odrzucić hipotezę o polu swobodnym w tym zakresie częstotliwości w wykorzystywanej komorze bezdechowej.



Rys. 5.2.3. Przebieg zmian stosunku natężenia akustycznego do kwadratu ciśnienia akustycznego w komorze bezdechowej w funkcji odległości od źródła:

- a) częstotliwości pomiarowe 20, 34 i 44 Hz,
 b) częstotliwości pomiarowe 78, 127 i 250 Hz.

Na rys. 5.2.4. przedstawiono przebieg różnicy poziomów ciśnienia i natężenia akustycznego w komorze bezechowej w funkcji odległości od źródła dla częstotliwości 78, 127 i 250 Hz.



Rys. 5.2.4. Przebieg różnicy poziomów ciśnienia i natężenia akustycznego w komorze bezechowej w funkcji odległości od źródła.
Częstotliwości pomiarowe 78, 127 i 250 Hz.

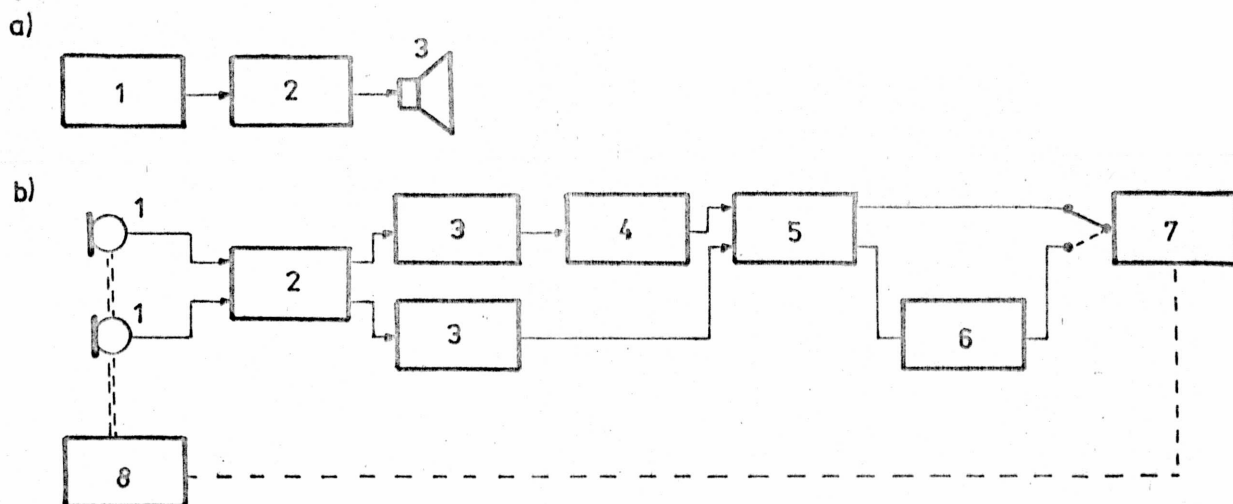
Jak widać z tego rysunku zgodność określania natężenia akustycznego przez pomiar wektora natężenia dźwięku i przez pomiar średniego kwadratu ciśnienia akustycznego wynosi w tym zakresie częstotliwości $\pm 1,7$ dB.

5.3. Pomiary charakterystyk kierunkowości układu mikrofonów dla ciśnienia, prędkości i natężenia akustycznego.

5.3.1. Układ pomiarowy.

Pomiary charakterystyk kierunkowości układu mikrofonów dla ciśnienia i prędkości akustycznej metodami analogowymi.

wykonano według metody omówionej w rozdziale 2.2, w układzie pomiarowym, którego schemat blokowy przedstawia rys. 5.3.1.



Rys.5.3.1. Schemat blokowy układu pomiaru charakterystyk kierunkowości zestawu mikrofonów dla ciśnienia i prędkości akustycznej :

- a) tor nadawczy: - 1-analizator heterodynowy typ 2010 f-my B&K, 2 - wzmacniacz mocy typ 2706 f-my B&K, 3 - kolumna głośnikowa f-my Altec ;
- b) tor odbiorczy: 1 - mikrofony pomiarowe typ 4145 + przedwzmacniacze typ 2619 f-my B&K, 2 - dwukanałowy zasilacz mikrofonowy typ 2807 f-my B&K, 3 - wzmacniacze pomiarowe typ M60T f-my RFT, 4 - linia opóźniająca, 5 - układ sumacyjno-różnicowy, 6 - układ całkujący typ 2625 f-my B&K, 7 - pisak poziomy typ PSG 101 f-my RFT, 8 - stolik obrotowy typ DT 02012 f-my RFT.

Charakterystykę kierunkowości układu mikrofonów dla natężenia akustycznego wyznaczono korzystając z metody omówionej w rozdziale 2.2.2, na podstawie danych otrzymanych w układzie pomiarowym z rys. 5.2.1b. Rozdzielczość katowa pomiarów natężenia akustycznego wynosiła 15° i była uwarunkowana zastosowanym układem pomiarowym. W obydwóch metodach układ mikrofonów był obracany

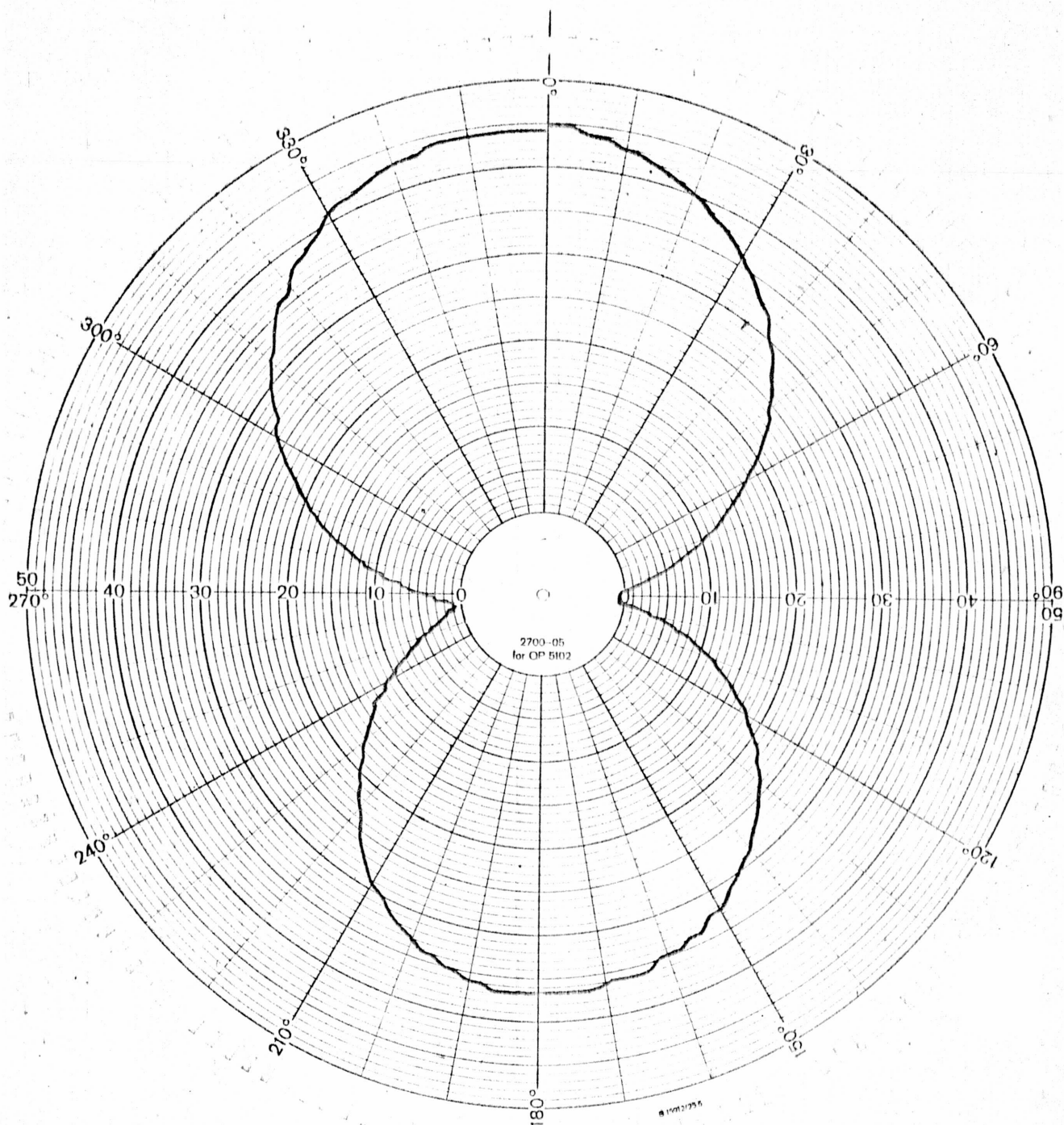
w zakresie $0^{\circ} - 360^{\circ}$. Zakres kątowny nie był ograniczany do półkola ze względu na wpływ błędu fazy na charakterystykę kierunkowości (patrz rozdział 2.3.6.2).

5.3.2. Wyniki pomiarów.

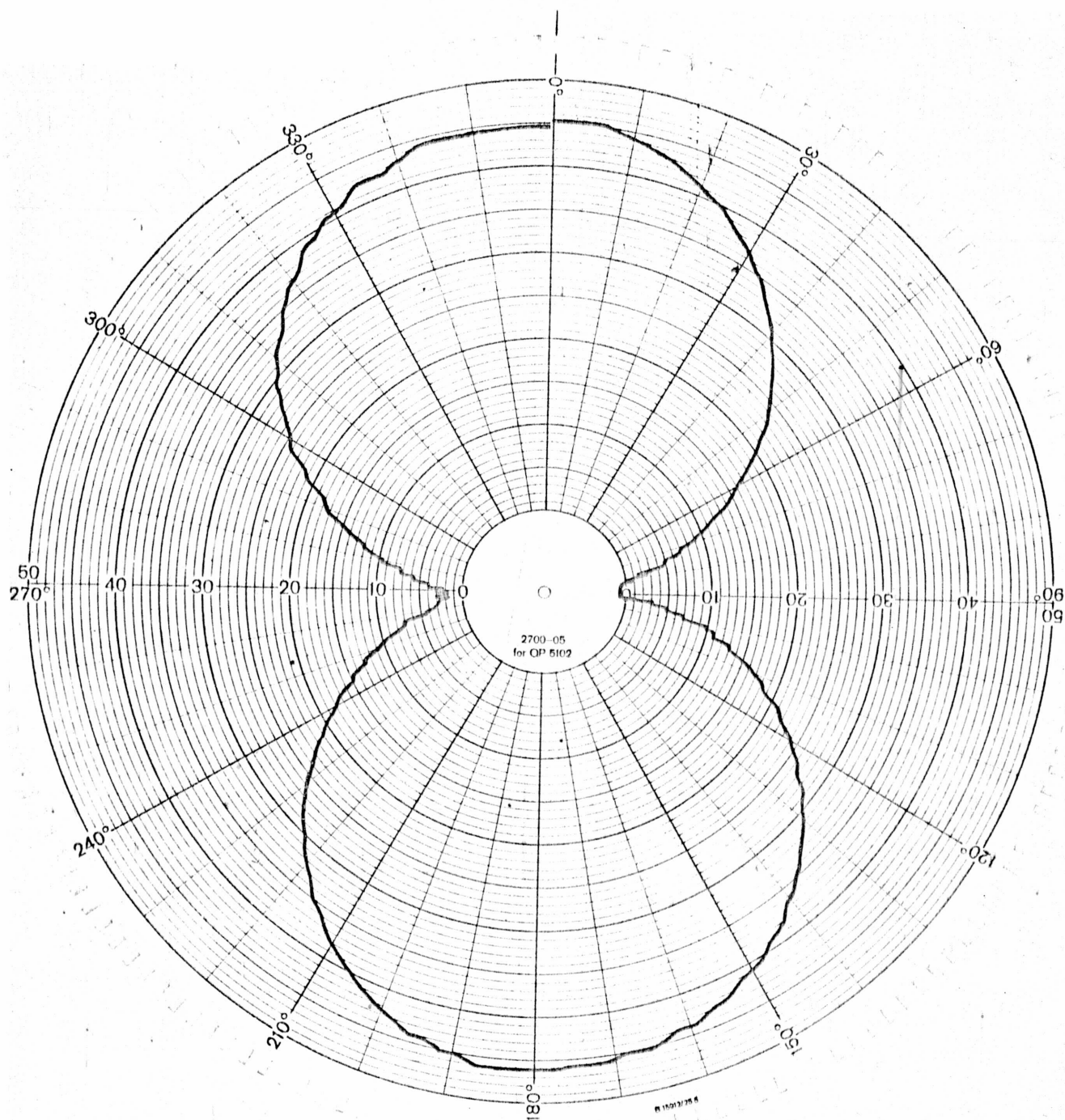
W układzie współrzędnych biegunowych charakterystyka kierunkowości dla ciśnienia akustycznego to okrąg o środku w początku układu współrzędnych, podczas gdy zarówno charakterystyki kierunkowości dla prędkości i natężenia akustycznego powinny mieć charakterystykę ósemkową. Ze względu na wpływ błędów aproksymacji ciśnienia, gradientu ciśnienia i natężenia akustycznego, w zakresie dużych wartości iloczynu kd , krzywe te wykazywały odchylenie od swych idealnych przebiegów (patrz rozdział 2.3.1).

Wpływ błędu fazy układu pomiarowego na dokładność estymacji charakterystyki kierunkowości dla prędkości akustycznej przedstawia rys. 5.3.2. Zgodnie z uwagami z rozdziału 2.3.6.2 charakterystyka ta powinna mieć kształt pośredni między charakterystyką jednokierunkową, a dwukierunkową. W celu wyeliminowania tego błędu do jednego z torów pomiarowych wprowadzono linię opóźniającą (patrz rys. 5.3.1), przy czym opóźnienie regulowano zgodnie z charakterystykami fazowymi przedstawionymi na rys. 3.2. Na rys. 5.3.3 przedstawiono charakterystykę kierunkowości układu mikrofonów ze skompensowanym przesunięciem fazy torów mikrofonowych przy pomocy linii opóźniającej.

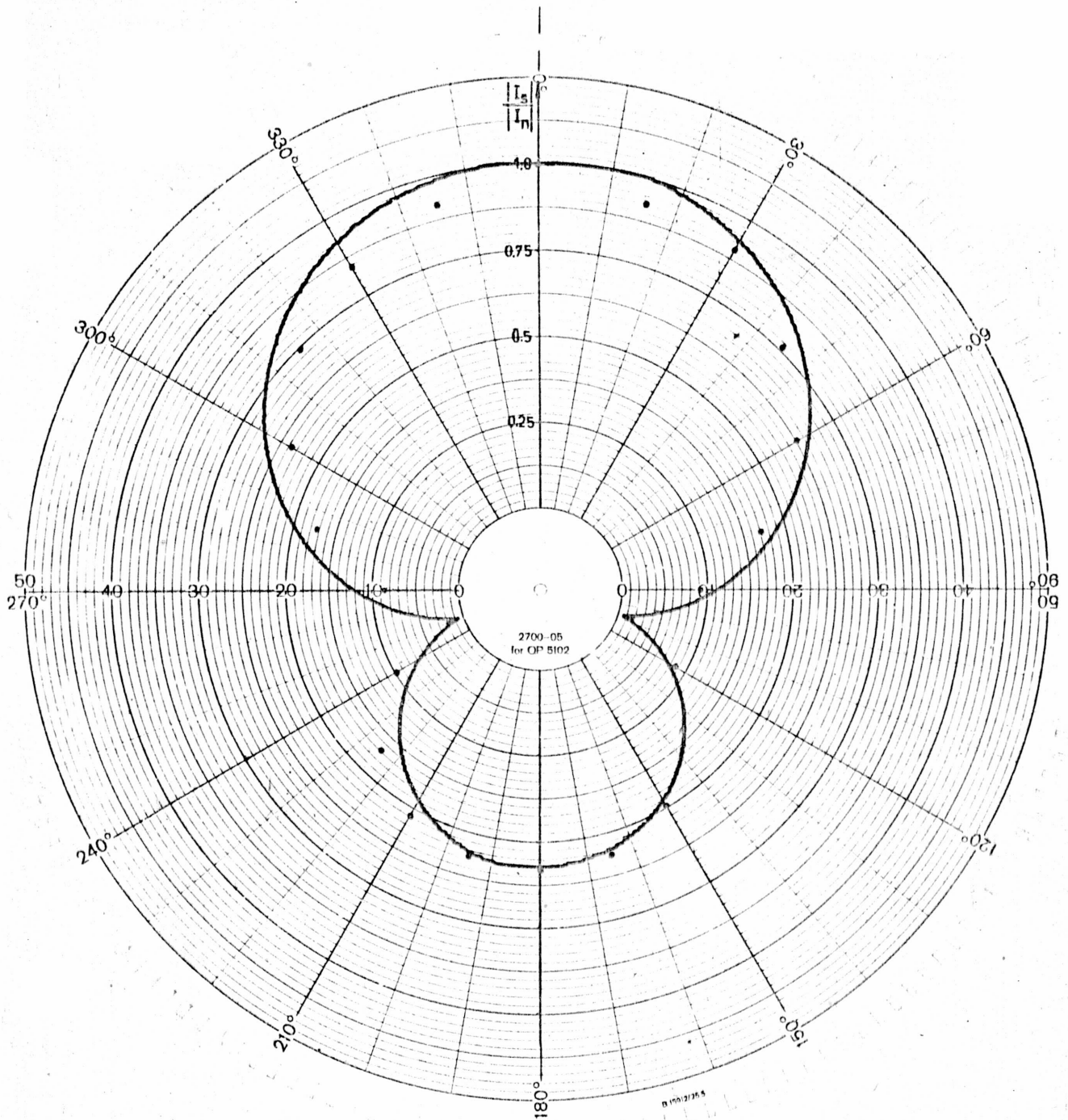
Skuteczność procedury przełączania torów w celu eliminacji przesunięcia fazy torów przedstawiono na wykresach z rys. 5.3.4 - 5.3.7. Na wykresach tych naniesiono unormowane wartości natężenia akustycznego (odniesione do natężenia dla kąta padania $\Theta = 0^{\circ}$) obliczone zgodnie ze wzorem (2.2.7) bez przełączania torów i z wykorzystaniem wzoru (4.7) stosując procedurę przełączania torów.



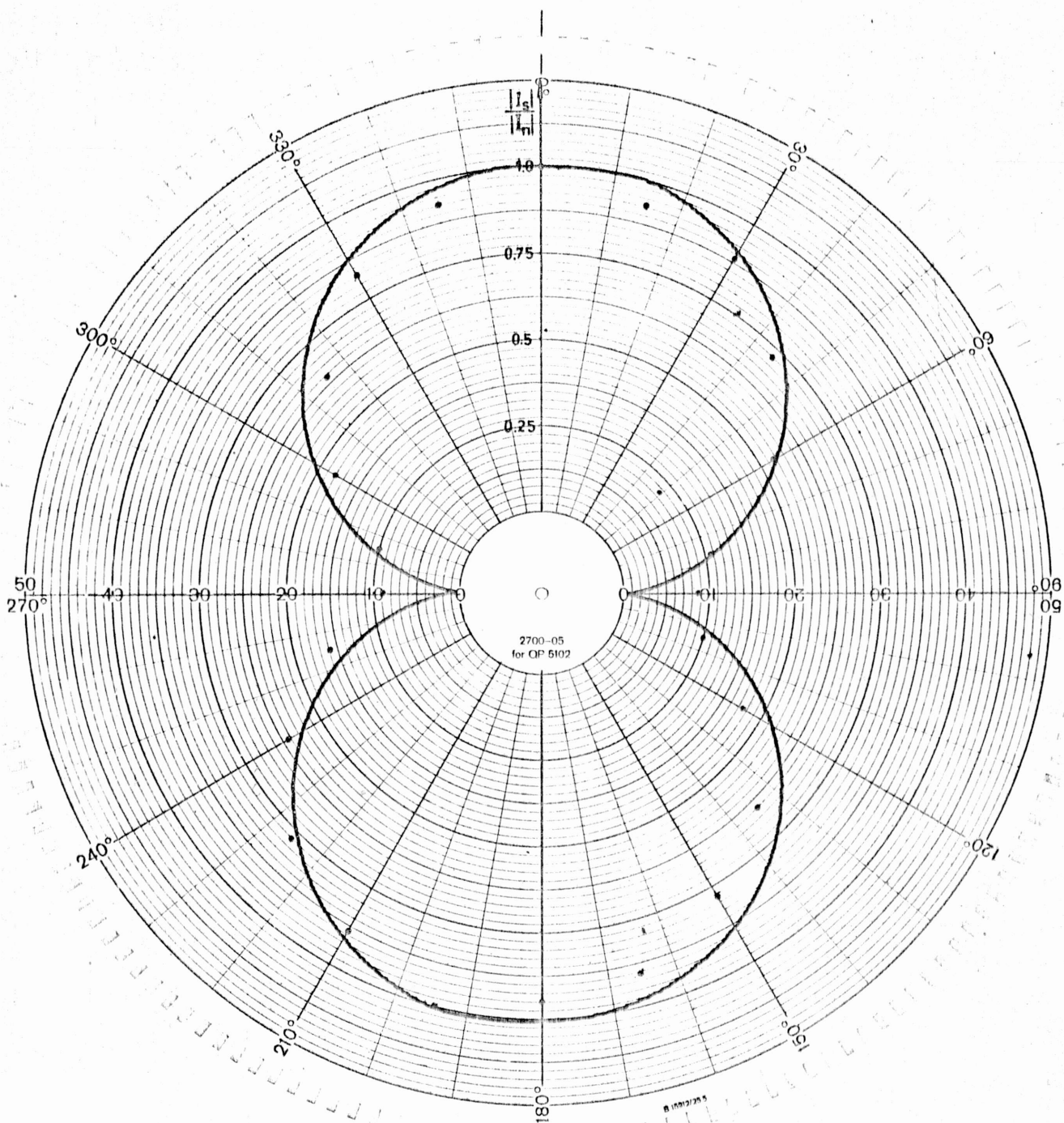
Rys.5.3.2. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla prędkości akustycznej przy nieskompensowanym przesunięciu fazy między torami pomiarowymi. $\angle$
Częstotliwość pomiarowa $f = 34$ Hz.



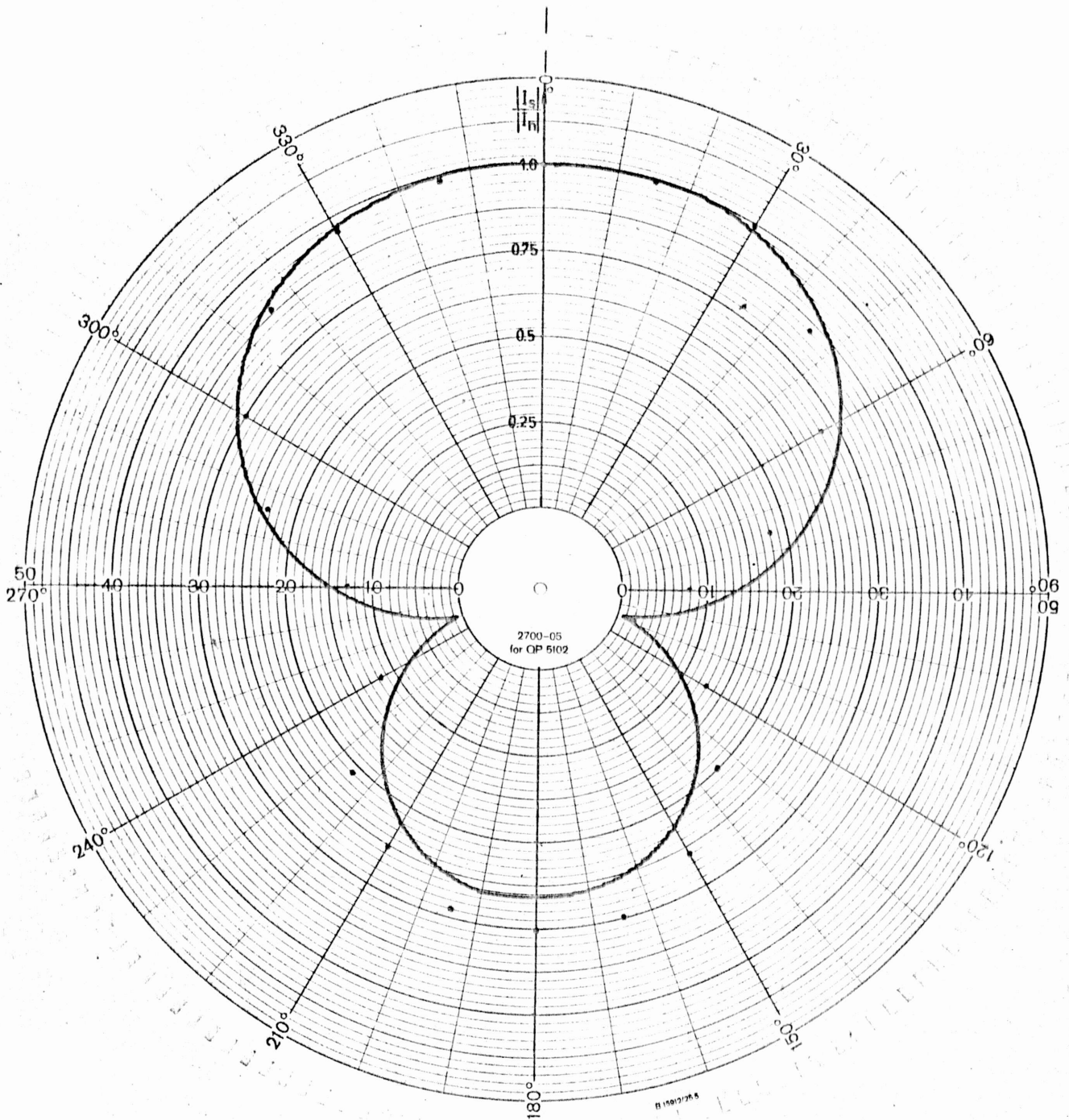
Rys. 5.3.3. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla prędkości akustycznej przy skompensowanym przesunięciu fazy między torami pomiarowymi przy pomocy linii opóźniającej.
Częstotliwość pomiarowa $f = 34 \text{ Hz}$.



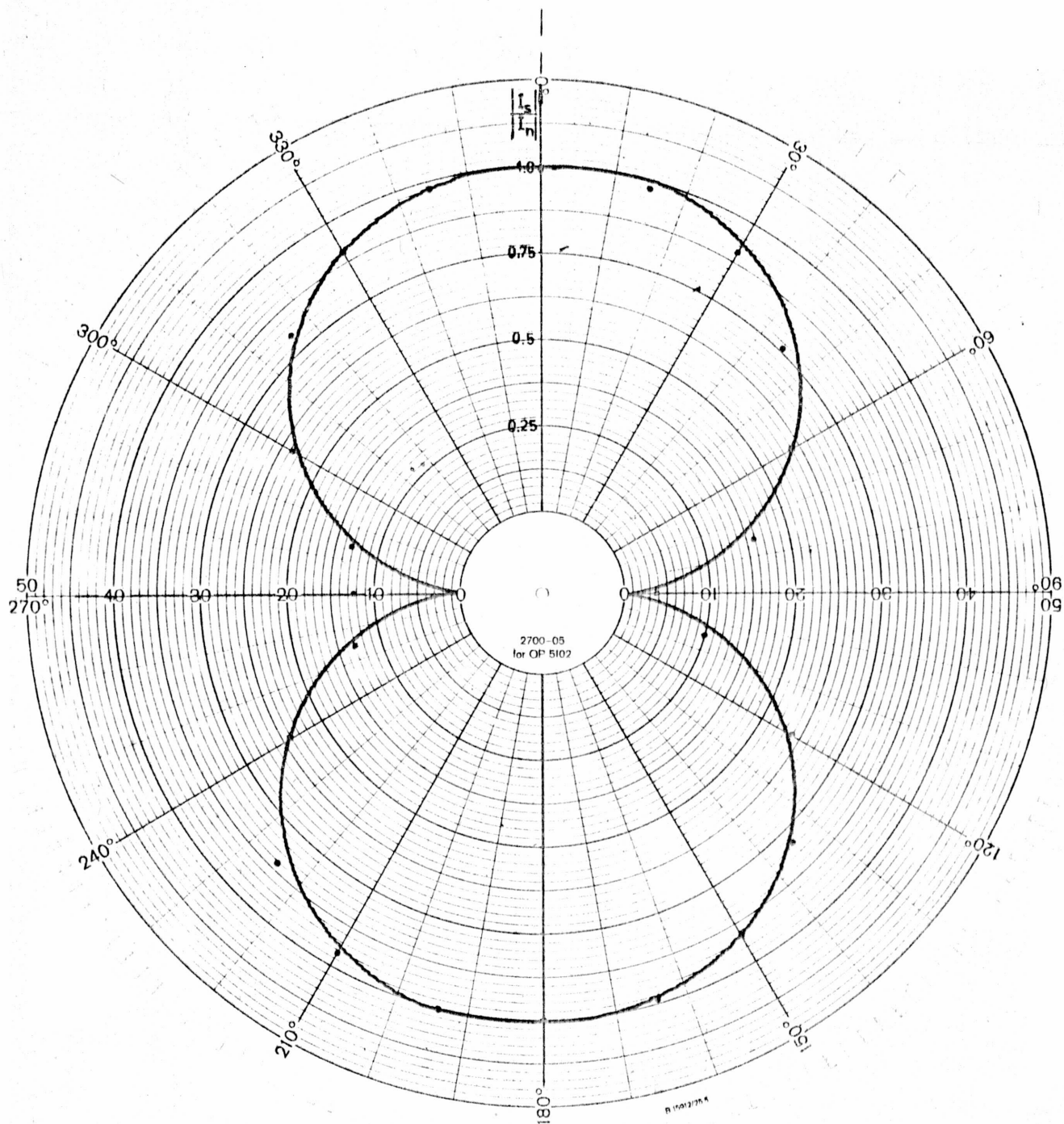
Rys. 5.3.4. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla natężenia akustycznego przy nieskompensowanym przesunięciu fazy między torami pomiarowymi. Linia ciągła - charakterystyka teoretyczna, kropki - wartości zmierzone. Częstotliwość pomiarowa $f = 127$ Hz.



Rys. 5.3.5. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla natężenia akustycznego po zastosowaniu procedury przełączania torów dla eliminacji błędu przesunięcia fazy torów.
Linia ciągła - charakterystyka teoretyczna, kropki - wartości zmierzone.
Częstotliwość pomiarowa $f = 127$ Hz.



Rys. 5.3.6. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla natężenia akustycznego przy nieskompensowanym przesunięciu fazy między torami pomiarowymi. Linia ciągła - charakterystyka teoretyczna, kropki - wartości zmierzone. Częstotliwość pomiarowa $f = 250$ Hz.



Rys. 5.3.7. Charakterystyka kierunkowości układu mikrofonów dla natężenia akustycznego po zastosowaniu procedury przełączenia torów dla eliminacji błędu przesunięcia fazy torów.
Linia ciągła - charakterystyka teoretyczna, kropki - wartości zmierzone.
Częstotliwość pomiarowa $f = 250$ Hz.

6. Wyznaczanie impedancji akustycznej w oparciu o metodę jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu.

Pomiar impedancji akustycznej w dowolnym punkcie wymaga pomiaru zarówno ciśnienia, jak i prędkości akustycznej. Stąd metoda jednoczesnego pomiaru ciśnienia i gradientu ciśnienia akustycznego wydaje się być jednym z najkorzystniejszych rozwiązań tego problemu.

Przegląd wszystkich dostępnych metod pomiaru impedancji akustycznej ujawnia ich następujące ograniczenia:

- wszystkie metody mają dolne ograniczenie częstotliwościowe i nie są praktyczne dla dużych długości fal,
- trudny jest bezpośredni pomiar prędkości akustycznej.

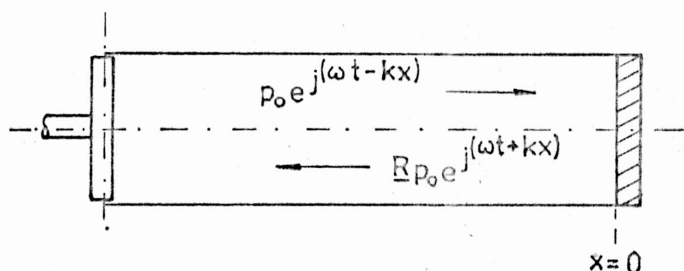
Metoda fal stojących [5, 19, 17, 34] jest bardzo atrakcyjną metodą, gdyż nie wymaga pomiarów bezwzględnych. Jednak ze względu na konieczną wielkość przemieszczenia mikrofonu w tej metodzie, ma ona dolne ograniczenie częstotliwościowe. Poza tym precyzyjny pomiar impedancji akustycznej wymaga dokładnego określenia minimum ciśnienia, gdyż niewielki błąd w lokalizacji minimum może powodować duży błąd wyznaczenia impedancji akustycznej. Metoda fal stojących jest bardzo czasochłonna ze względu na dyskretny pomiar częstotliwościowy.

Metoda impulsowa [12, 24] wymaga dużych długości rur, ze względu na trudności w rozplataniu fali odbitej i pobudzającej. Z kolei stosowanie długich rur powoduje tłumienie fal. Praktycznie wszystkie urządzenia do pomiarów impedancji akustycznej materiałów wykorzystują rurę akustyczną dla otrzymania płaskiej bieżącej fali akustycznej. W prowadzonych badaniach zaadaptowano dla zakresu małych częstotliwości metodę pomiaru

impedancji akustycznej w rurze, z wykorzystaniem dwóch mikrofonów zaproponowaną przez Seyberta i Rossa [28].

6.1. Wyprowadzenie zależności na impedancję akustyczną i zespolony współczynnik odbicia w rurze akustycznej.

Podobnie jak w rozdziale 3 będziemy rozważać idealnie sztywną rurę akustyczną o przekroju kołowym zakończoną układem akustycznym o nieznanej impedancji $\underline{Z}$ (rys. 6.1).



Rys.6.1. Fala padająca i odbita w rurze akustycznej o długości l .

Wyznaczana impedancja akustyczna może być przedstawiona jako układ liniowy, na wejściu którego mamy prędkość akustyczną, a na wyjściu ciśnienie akustyczne. Transmitancja tego układu będąca jednocześnie poszukiwaną impedancją, może być określona jako :

$$\underline{Z}(\omega) = \underline{S}_{pu}(\omega) / \underline{S}_{uu}(\omega) \quad (6.1)$$

w którym :

$$\underline{S}_{pu}(\omega) = F[p(x, t)] \cdot F^*[u(x, t)] \quad (6.1.1)$$

$$\underline{S}_{uu}(\omega) = F[u(x, t)] \cdot F^*[p(x, t)] \quad (6.1.2)$$

Podobnie

$$S_{pp}(\omega) = F[p(x,t)] \cdot F^*[p(x,t)]. \quad (6.1.3)$$

Ze względu na wybór początku układu współrzędnych, eksponenty $e^{\pm jkx}$ na powierzchni układu o badanej impedancji są równe jedności. Stąd wzory (3.2) i (3.3) upraszczają się do następujących postaci :

$$p(0,t) = p_0 e^{j\omega t} (1 + \underline{R}),$$

$$u(0,t) = \frac{p_0}{\rho_0 c} e^{j\omega t} (1 - \underline{R}).$$

Przechodząc do dziedziły częstotliwości i podstawiając odpowiednie transformaty do wyrażeń na widma własne i wzajemne ciśnienia i prędkości akustycznej, otrzymujemy :

$$S_{pp}(\omega) = S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega) + 2 \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)], \quad (6.2.1)$$

$$S_{uu}(\omega) = \{S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega) - 2 \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)]\} / (\rho_0 c)^2, \quad (6.2.2)$$

$$\underline{S}_{pu}(\omega) = \{S_{ii}(\omega) - S_{rr}(\omega) - j2 \operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}(\omega)]\} / \rho_0 c, \quad (6.2.3)$$

przy czym indeksy i i r odnoszą się odpowiednio do fal padającej i odbitej.

Podstawiając wzory (6.2.3) i (6.2.2) do wzoru (6.1) otrzymujemy następujące wyrażenie na unormowaną impedancję:

$$\frac{Z(\omega)}{\rho_0 c} = \frac{S_{ii}(\omega) - S_{rr}(\omega) - j2 \operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}(\omega)]}{S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega) - 2 \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)]}. \quad (6.3)$$

Moduł i faza współczynnika odbicia mocy są określone jako :

$$|\underline{R}(\omega)|^2 = \frac{S_{rr}(\omega)}{S_{ii}(\omega)}, \quad (6.4)$$

$$\theta(\omega) = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}(\omega)]}{\operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)]} \quad (6.5)$$

Mierzając jednocześnie ciśnienie w dwóch punktach rury będziemy chcieli określić teraz szukane widma własne i wzajemne fali padającej i odbitej dla $x = 0$.

Ciśnienia w dowolnych punktach rury x_1 i x_2 będą wynosić:

$$p(x_1, t) = p_0 e^{j\omega t} [e^{-jkx_1} + \underline{R} e^{jkx_1}],$$

$$p(x_2, t) = p_0 e^{j\omega t} [e^{-jkx_2} + \underline{R} e^{jkx_2}].$$

Widma własne i wzajemne tych ciśnień są określone jako:

$$S_{11}(\omega) = S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega) + 2 \{ \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)] \cos 2kx_1 + \\ + \operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}(\omega)] \sin 2kx_1 \},$$

$$S_{22}(\omega) = S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega) + 2 \{ \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)] \cos 2kx_2 + \\ + \operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}(\omega)] \sin 2kx_2 \}$$

$$C_{12}(\omega) = \operatorname{Re}[\underline{S}_{12}(\omega)] = [S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega)] \cos k(x_1 - x_2) + \\ + 2 \{ \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}(\omega)] \cos k(x_1 + x_2) + \operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}(\omega)] \sin k(x_1 + x_2) \},$$

$$Q_{12}(\omega) = \operatorname{Im}[\underline{S}_{12}(\omega)] = [-S_{ii}(\omega) + S_{rr}(\omega)] \sin k(x_1 - x_2).$$

Powyższy układ równań można przedstawić w postaci równania macierzowego o niewiadomych S_{ii} , S_{rr} ,

$$C_{ir} = \operatorname{Re}[\underline{S}_{ir}] \quad \text{ i } \quad Q_{ir} = \operatorname{Im}[\underline{S}_{ir}] :$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 2 \cos 2kx_1 & 2 \sin 2kx_1 \\ 1 & 1 & 2 \cos 2kx_2 & 2 \sin 2kx_2 \\ \cos k(x_1 - x_2) & \cos k(x_1 - x_2) & 2 \cos k(x_1 + x_2) & 2 \sin k(x_1 + x_2) \\ -\sin k(x_1 - x_2) & \cos k(x_1 - x_2) & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{ii} \\ S_{rr} \\ C_{ir} \\ Q_{ir} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} \\ S_{22} \\ C_{12} \\ Q_{12} \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

6.2. Ograniczenia metody.

Aby móc wykorzystać wyżej przedstawioną metodę w zakresie małych częstotliwości akustycznych należy zdać sobie sprawę z jej ograniczeń. Większość z nich jest charakterystyczna dla metody jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i gradientu ciśnienia i została przedstawiona w rozdziale 2.3.

Niemniej pewne błędy i trudności pomiarowe są charakterystyczne dla szczegółowego rozwiązania tej metody.

Dla interesującego nas zakresu częstotliwości dużą trudność stanowi dobór odpowiedniego źródła dźwięku. Sprawność głośnika w tym zakresie częstotliwości jest niejednokrotnie niewystarczająca dla uzyskania odpowiedniego stosunku sygnał-szum. Stąd w badaniach opisanych w rozdziale 6.3 jako źródło stosowano głośnik, jak też tłok napędzany przez wzbudnicę drgań. Dla danego poziomu przyspieszenia wychylenie tłoka wzrasta wraz z obniżaniem się częstotliwości. Pozwala to na uzyskanie wystarczającego stosunku sygnał-szum w zakresie małych częstotliwości. Niemniej jednak polepszenie wartości tego stosunku przez wzrost napięcia zasilającego jest ograniczone dopuszczalnym konstrukcyjnie wychyleniem tłoka.

Jako sygnał pobudzający można stosować w tej metodzie zarówno pobudzenie harmoniczne, jak i losowe, czy też impulsowe. Zastosowanie pobudzenia harmonicznego pozwala na wyznaczenie impedancji akustycznej tylko dla dyskretnych wartości częstotliwości. Stąd dla określenia widma impedancji w interesującym nas zakresie częstotliwości wymagana jest duża liczba pomiarów. Niejednokrotnie przebieg częstotliwościowy impedancji charakteryzuje się występowaniem lokalnych maksimów i minimów, stąd ważne jest uzyskanie ciągłej krzywej impedancji. Aby ominąć powyższe niedogodności jako sygnał pobudzający można wykorzystać szum, względnie pobudzenie impulsowe. Niedogodnością przyjęcia tego rodzaju pobudzeń jest ograniczony zakres dynamiki. W przypadku pobudzenia szumowego dla polepszenia tego zakresu wymagane jest wydłużenie czasu pomiaru, dla uśrednienia sygnału w dostatecznie długim odcinku czasu. W przypadku sygnału impulsowego należy właściwie dobrać funkcję pobudzenia.

Mikrofony pomiarowe powinny być umieszczone dostatecznie blisko ścianki rury, by nie zakłócały pola dźwiękowego w rurze. Ich wielkość powinna być tak dobrana, by można było uważać pomiar ciśnienia jako punktowy. Odległość między mikrofonami należy tak dobierać, by dla danego zakresu częstotliwości uzyskać dostateczną wielkość sygnału różnicy ciśnień. Należy zauważyć, że dla częstotliwości, dla których

$$kd = m \cdot \pi \quad , \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

lub

$$d = m \frac{\lambda}{2} \quad , \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

a więc dla częstotliwości, dla których odległość mikrofonów jest całkowitą wielokrotnością połowy długości fali, macierz określona wzorem (6.6) staje się osobliwa.

Stąd odległość między mikrofonami należy tak dobierać, by

$$d < \frac{c}{2f}.$$

Odległość między materiałem testowym a mikrofonami nie powinna teoretycznie wpływać na mierzoną wartość impedancji i zespolonego współczynnika odbicia. W praktyce jednakże dla polepszenia stosunku sygnał - szum w interesującym nas zakresie częstotliwości, odległość ta powinna być minimalizowana.

6.3. Pomiar impedancji akustycznej i zespolonego współczynnika odbicia.

Badania eksperymentalne miały na celu weryfikację omawiane metody pomiaru impedancji akustycznej i zespolonego współczynnika odbicia, przez porównanie wyników otrzymanych w tej metodzie, z wynikami uzyskiwanymi w innych, znanych metodach pomiarowych. Otrzymane wyniki eksperymentów powinny dostarczyć informacji na temat dokładności i ogólnej użyteczności metody.

Pomiary impedancji akustycznej i zespolonego współczynnika odbicia wykonano dla następujących sytuacji pomiarowych:

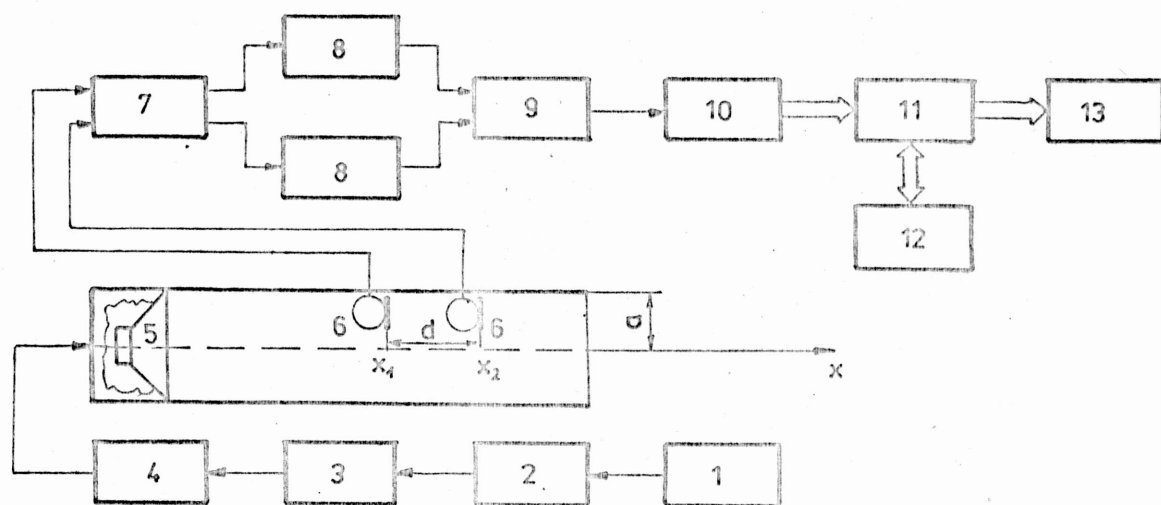
- rura akustyczna zakończona powierzchnią absolutnie sztywną (impedancja zakończenia nieskończenie duża),
- rura akustyczna zakończona próbkami testowymi materiałów pochłaniających.

Dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną wyznaczano znormalizowaną impedancję wejściową (przy źródle) oraz zespolony współczynnik odbicia od zamkniętego końca rury. W przypadku badań materiałów pochłaniających powyższe parametry akustyczne określano dla testowanych próbek materiałów. Jako sygnały pomiarowe wykorzystywano pobudzenie losowe, jak i

narmoniczne. Wyniki eksperymentów weryfikowano w oparciu o dane uzyskane drogą obliczeń teoretycznych (rura zakończona powierzchnią absolutnie sztywną), względnie otrzymane z pomiarów klasyczną metodą fal stojących (materiały pochłaniające).

6.3.1. Układ pomiarowy .

Pomiary i obliczenia impedancji akustycznej oraz zespolonego współczynnika odbicia według omówionej metody wykonano w układzie pomiarowym, którego schemat blokowy przedstawiono na rys. 6.3.1.



Rys.6.3.1. Schemat blokowy układu pomiarowego impedancji oraz zespolonego współczynnika odbicia:

- 1 - generator sinusoidalno -szumowy typ 1024 f-my B&K,
- 2 - filtr dolnoprzepustowy typ SM 26 f-my RFT,
- 3 - korektor widma typ 1650 f-my Altec, 4 - wzmacniacz mocy typ 2706 f-my B&K, 5 - głośnik wzgl.wzbudnik drgań typ 4809 f-my B&K, 6 - mikrofony pomiarowe typ 4135 + przedwzmacniacze typ 2618 f-my B&K, 7 - dwukanałowy zasilacz mikrofonowy typ 2807 f-my B&K, 8- wzmacniacze pomiarowe typ M60T f-my RFT, 9 - przełącznik

kanalów typ 5619 f-my B&K, 10 - cyfrowy rejestrator sygnałów typ 7502 f-my B&K, 11 - komputer Varian 620/L-100 B&K typ 7504, 12 - pamięć kasetowa typ PK1, 13 - drukarka znakowo-mozaikowa typ DZM 180.

Rurę akustyczną stanowiła rura o średnicy $2a = 0,1$ m, będąca standardowym wyposażeniem rury Kundta typ 4002 firmy B&K. Uzupełniona była o łącznik pozwalający na dołączenie dwóch mikrofonów, z możliwością skokowej regulacji ich odległości.

6.3.2. Rura akustyczna zakończona powierzchnią absolutnie sztywną.

Zakładamy, że rura akustyczna zakończona jest powierzchnią absolutnie sztywną. Na powierzchni odbijającej prędkość akustyczna jest równa zeru. Stąd zgodnie z równaniem (3.3) moduł współczynnika odbicia jest równy jedności, a faza współczynnika odbicia jest określona jako [15] :

$$\Theta = - \frac{4\pi}{\lambda} l,$$

przy czym l jest odległością między źródłem, a zamkniętym końcem rury.

Akustyczna impedancja wejściowa rury $\underline{Z}_p$, gdy obciążona jest ona na końcu impedancją $\underline{Z}_k$ wynosi [34]:

$$\underline{Z}_p = \underline{Z}_f \frac{\underline{Z}_k + j\underline{Z}_f \operatorname{tg} kl}{\underline{Z}_f + j\underline{Z}_k \operatorname{tg} kl}, \quad (6.3.2)$$

przy czym $\underline{Z}_f$ jest akustyczną impedancją falową rury.

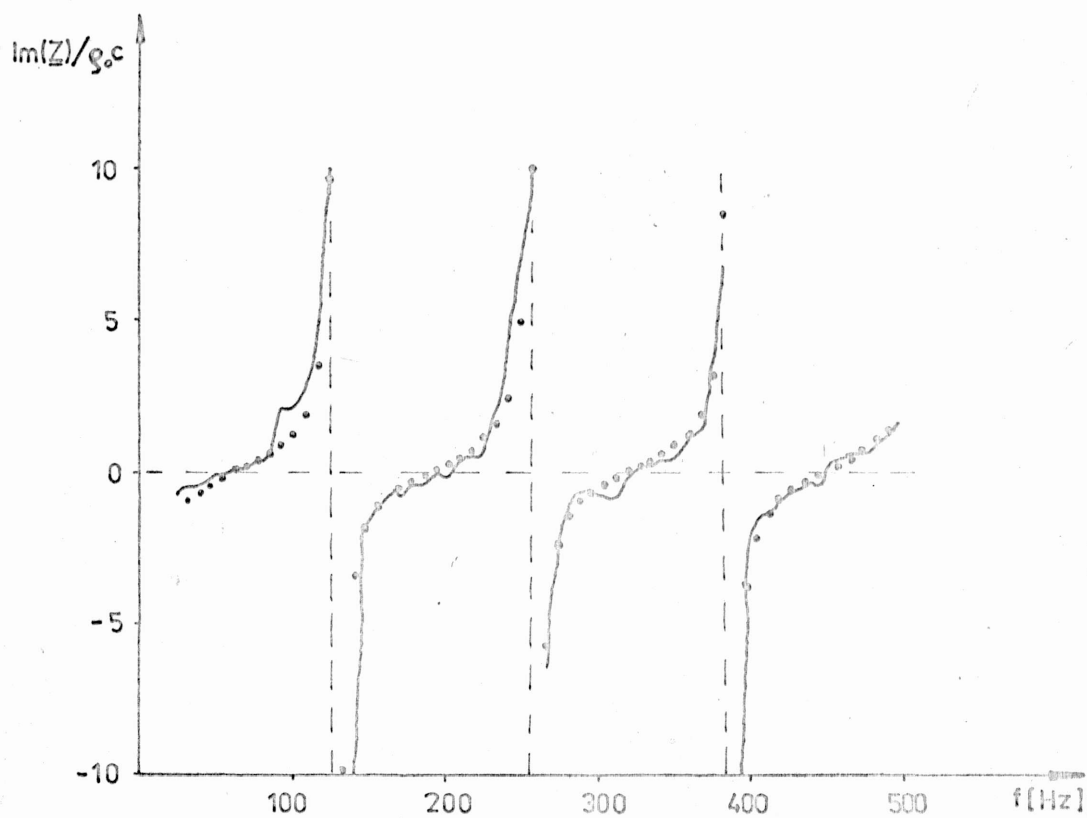
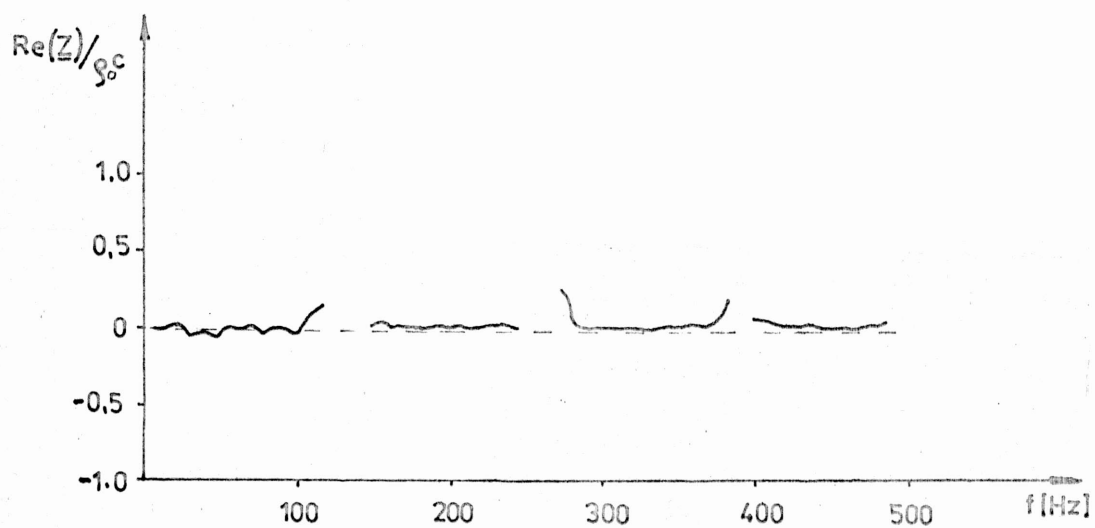
Impedancja akustyczna rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną ($u = 0$, $\underline{Z}_k = \infty$) jest dana jako:

$$\underline{Z}_p = - j\underline{Z}_f \operatorname{ctg} kl. \quad (6.3.3)$$

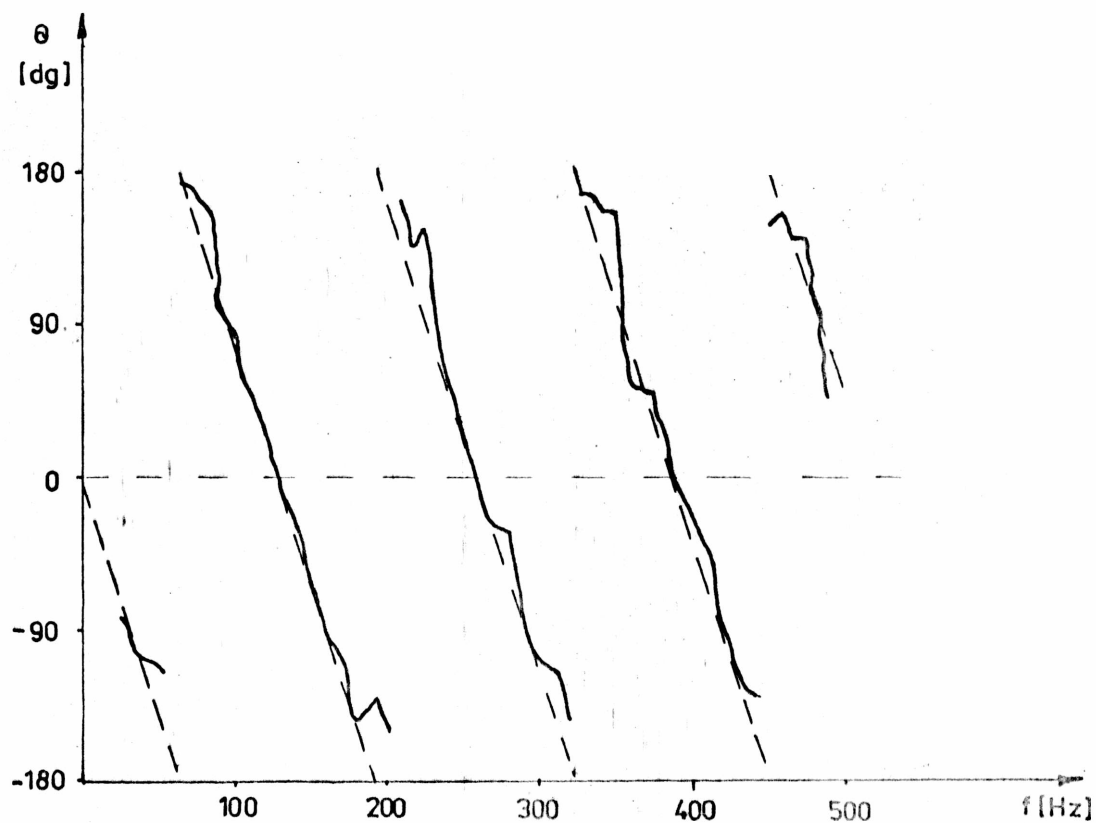
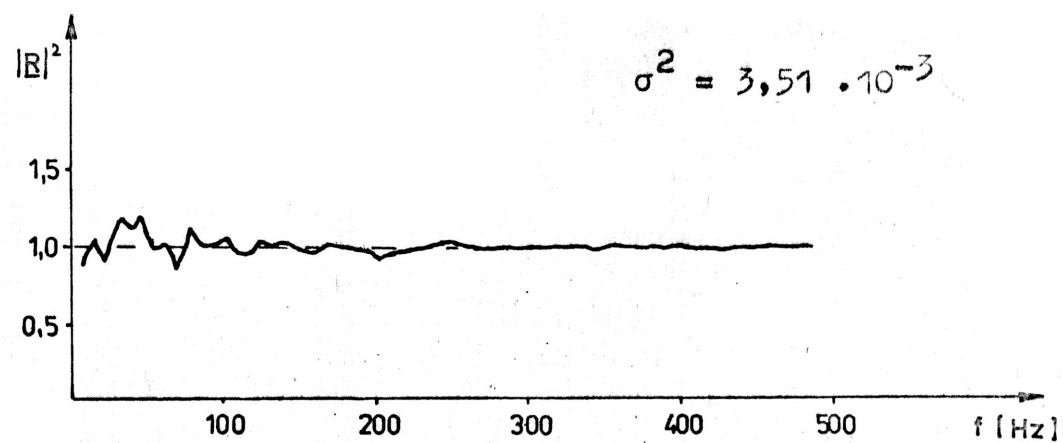
Częstotliwości rezonansowe rury zamkniętej są określone jako:

$$f_n = \frac{2n - 1}{4} \cdot \frac{c}{l} . \quad (6.3.4)$$

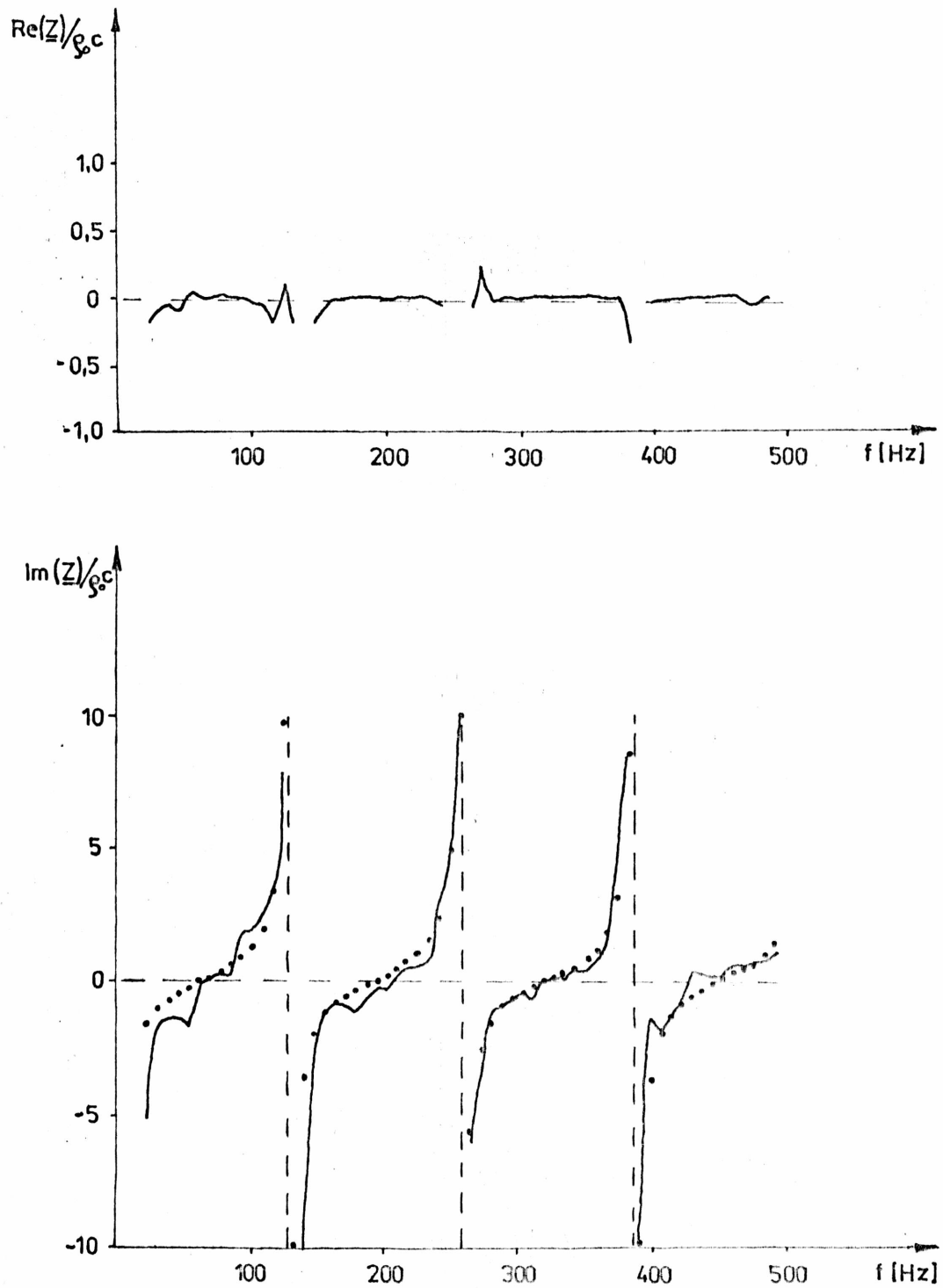
Pomiary i obliczenia akustycznej impedancji wejściowej oraz zespolonego współczynnika odbicia dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną wykonano dla pobudzenia tonem dla czterech odległości między mikrofonami $d = 0,2$, $0,16$, $0,066$ i $0,026$ m. Otrzymane wyniki wraz z przebiegami teoretycznymi przedstawiają rysunki 6.3.2 - 6.3.9. Na rys. 6.3.10 i 6.3.11 przedstawiono wyniki otrzymane dla pobudzenia szumowego i odległości między mikrofonami $d = 0,066$ m.



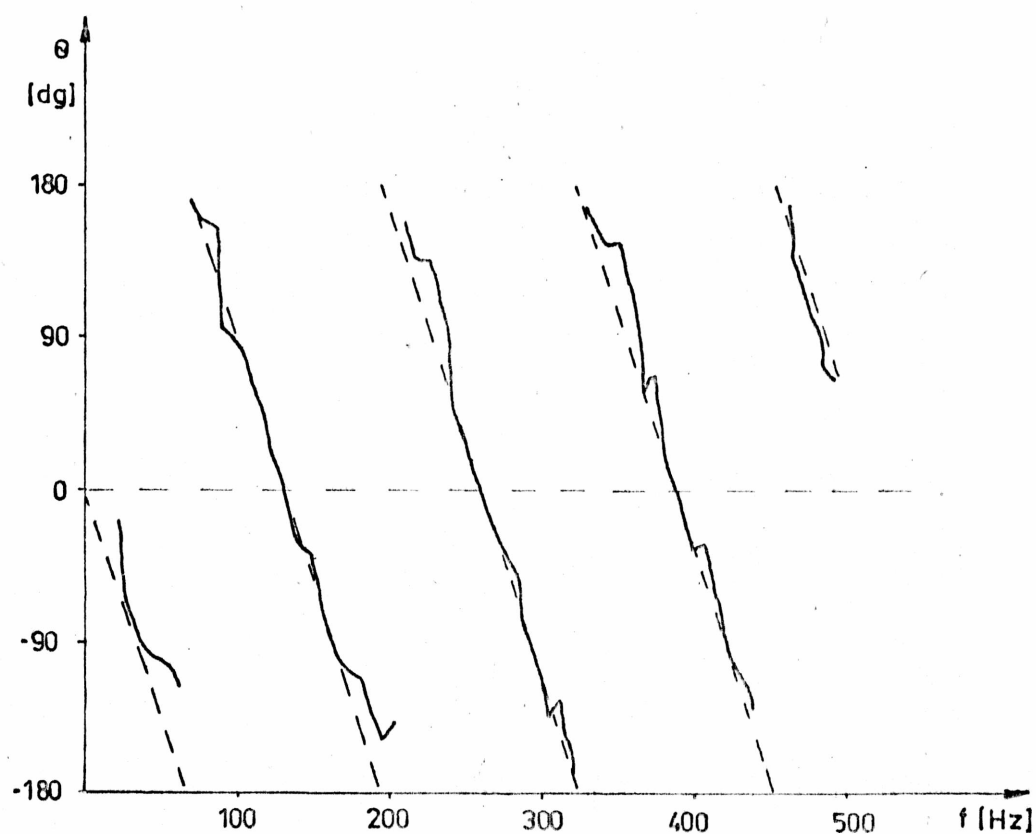
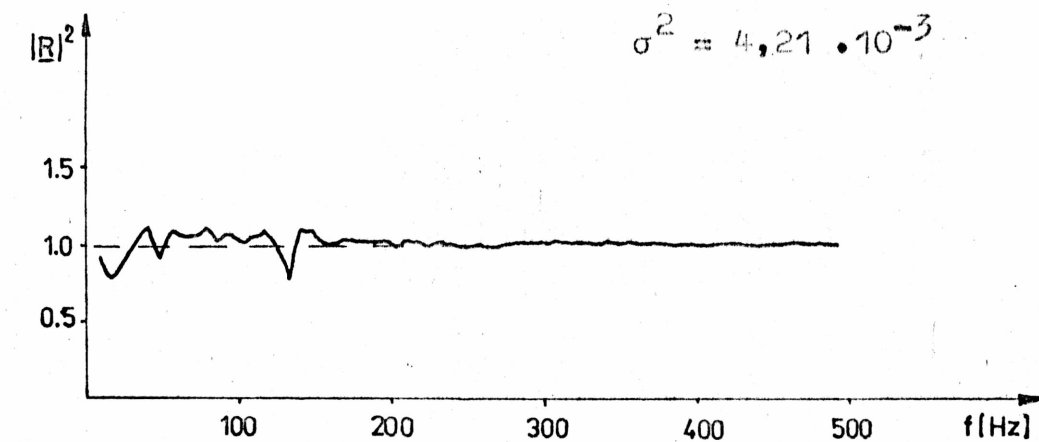
Rys.6.3.2. Przebieg akustycznej impedancji wejściowej rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną.
Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,2$ m.
Kropki - przebieg teoretyczny.



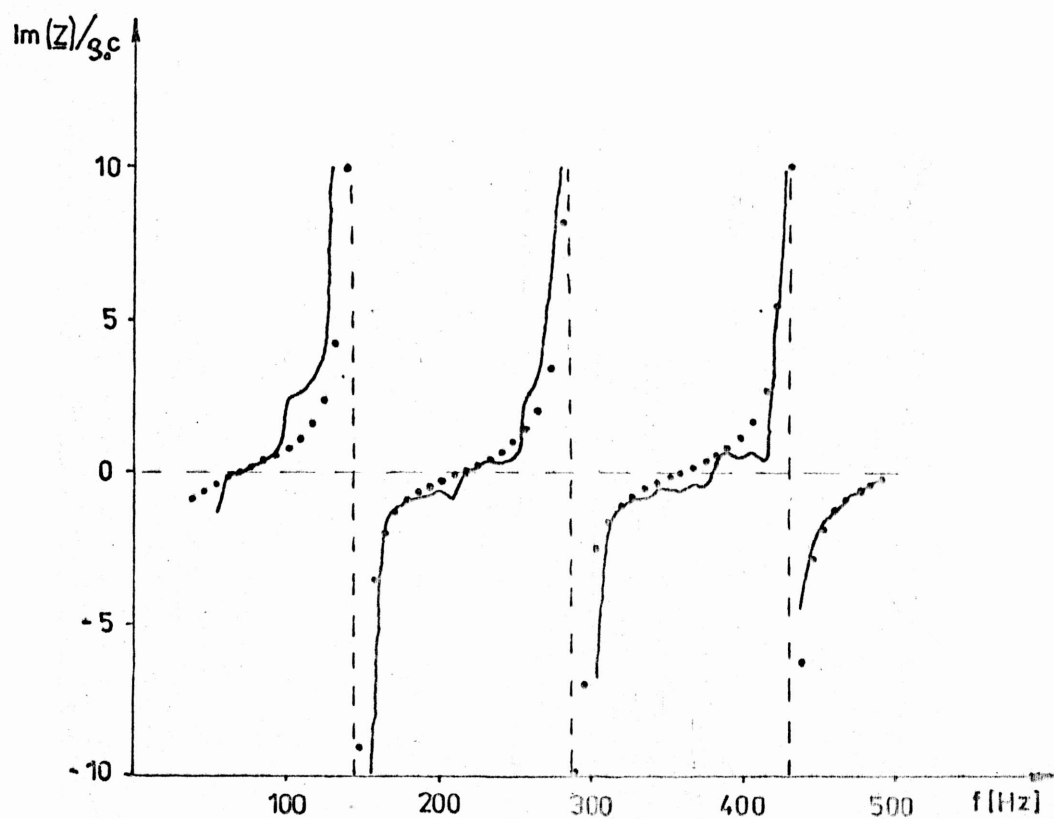
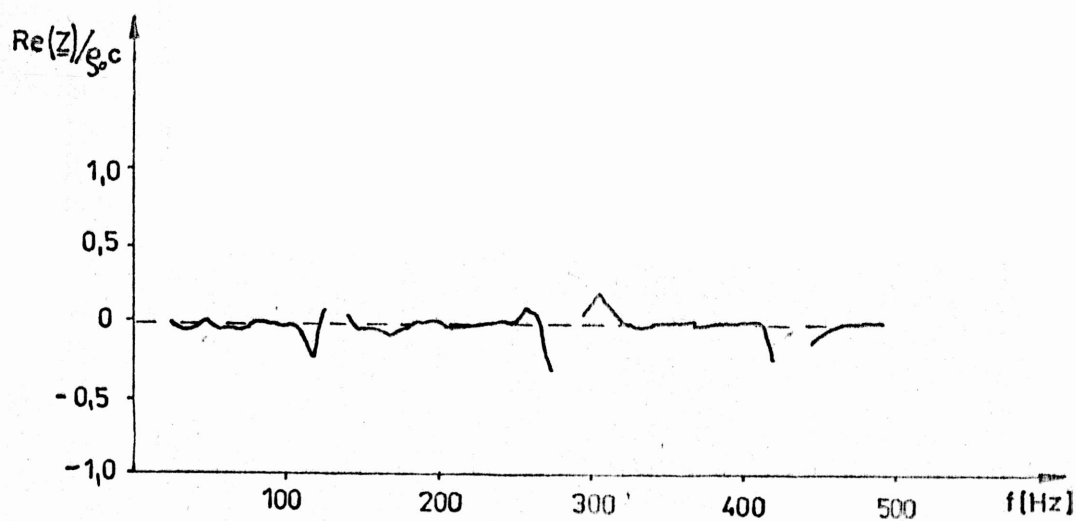
Rys. 6.3.3. Przebieg zespolonego współczynnika odbicia mocy dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,2$ m.



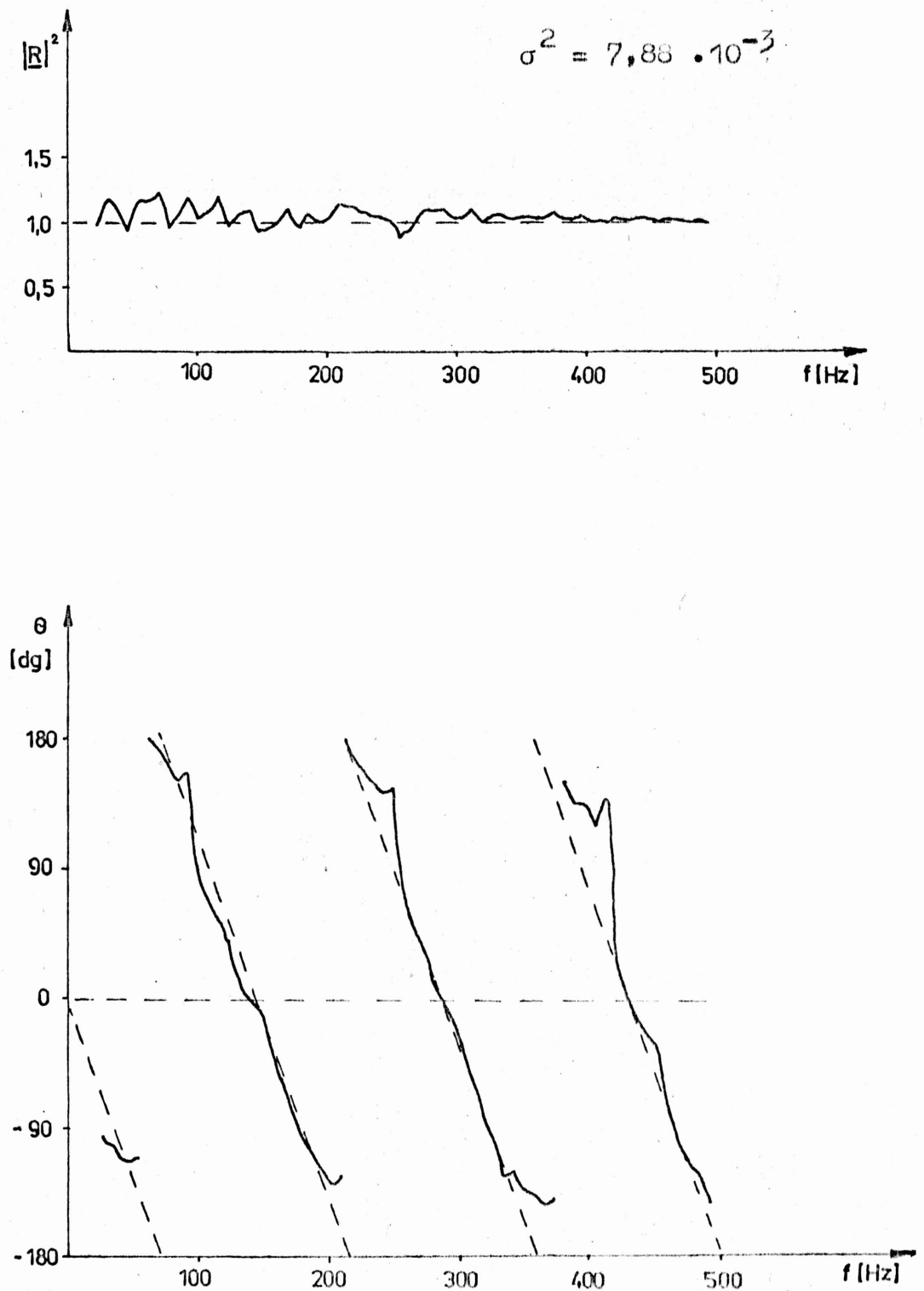
Rys. 6.3.4. Przebieg akustycznej impedancji wejściowej rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,16$ m. Kropki - przebieg teoretyczny.



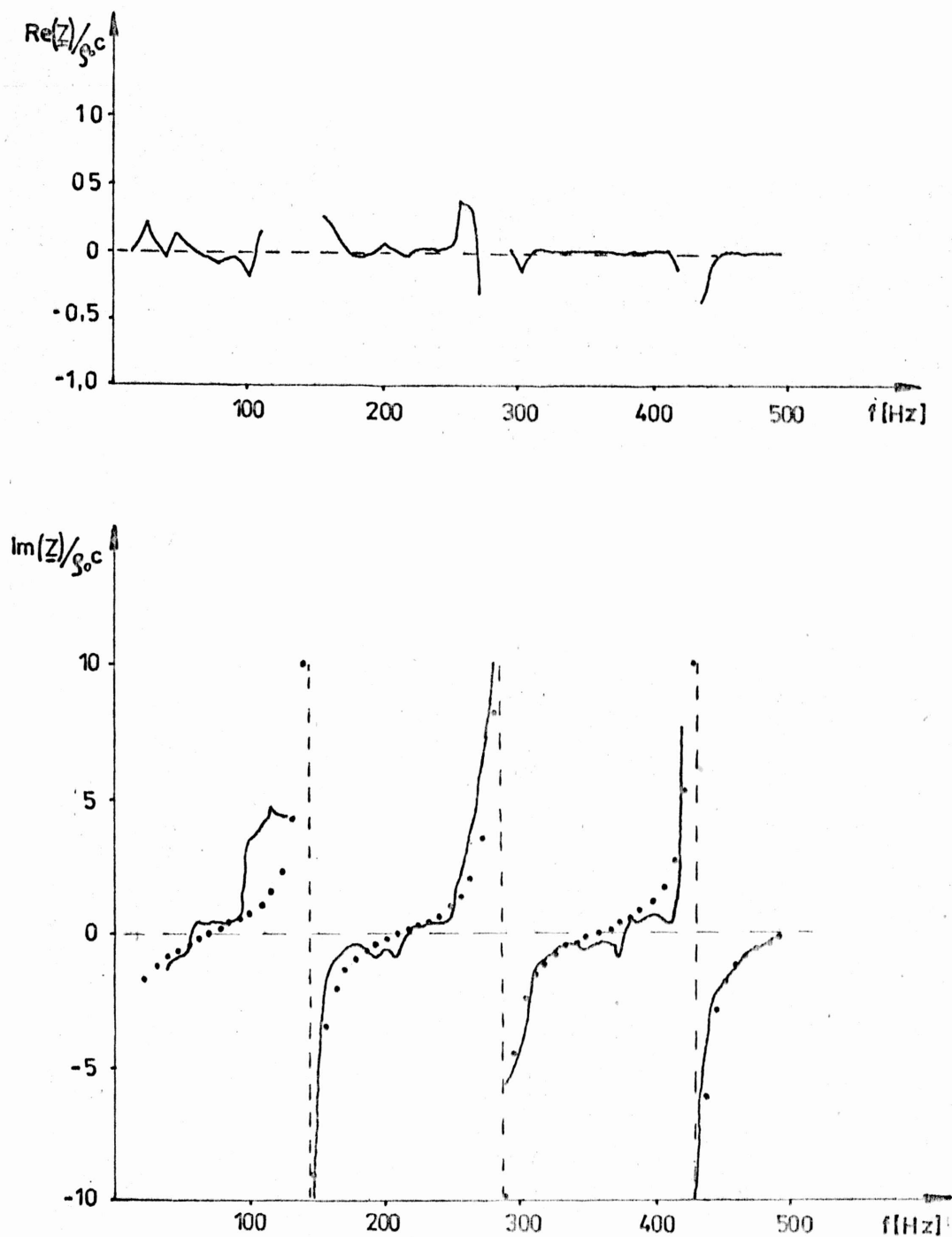
Rys.6.3.5. Przebieg zespolonego współczynnika odbicia dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,16$ m.



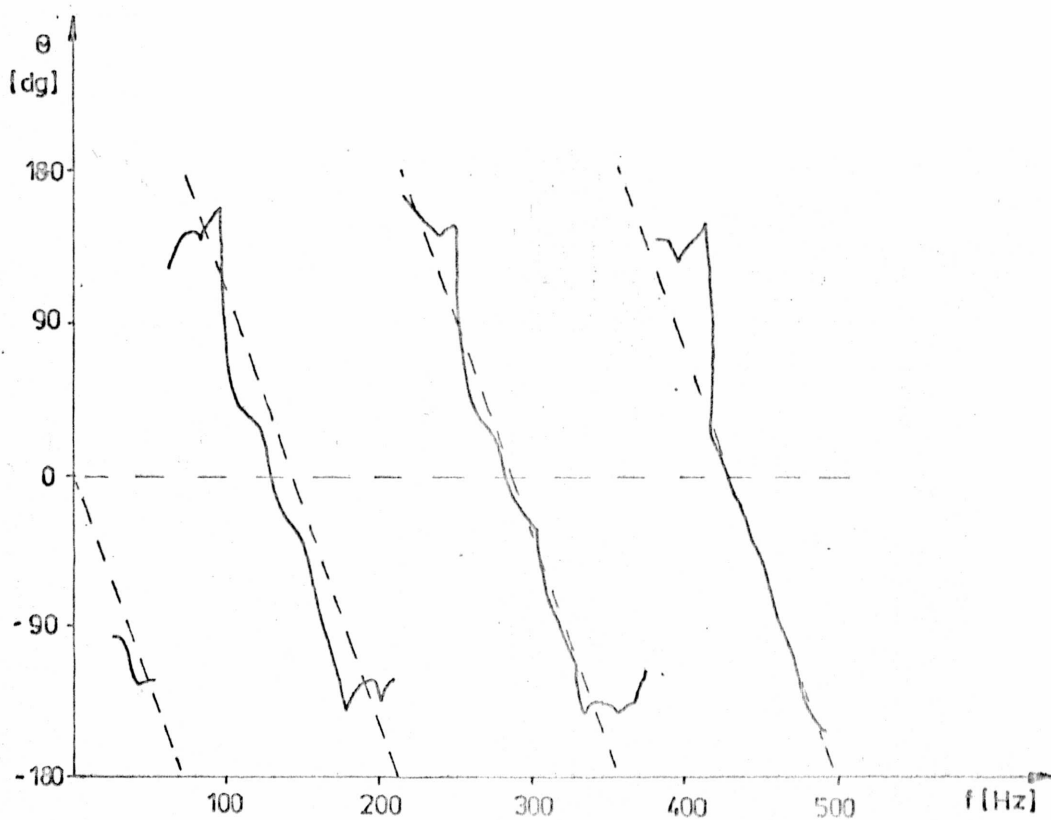
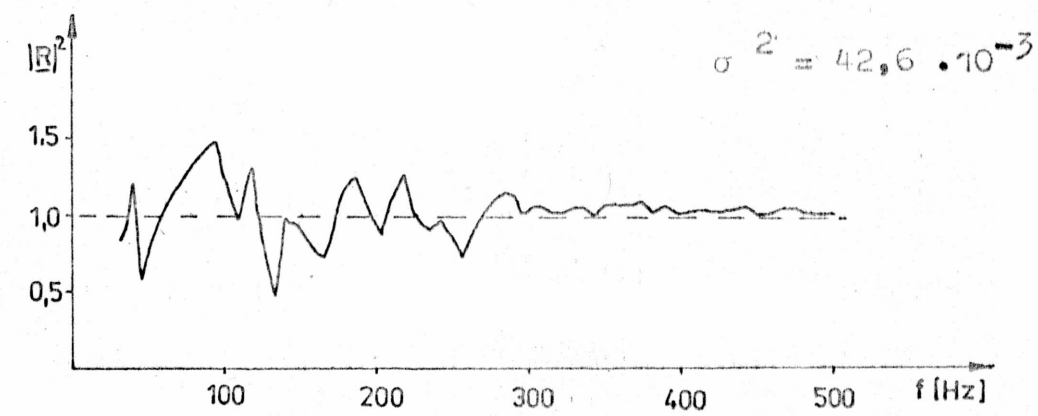
Rys.6.3.6. Przebieg akustycznej impedancji wejściowej rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,066$ m. Kropki - przebieg teoretyczny.



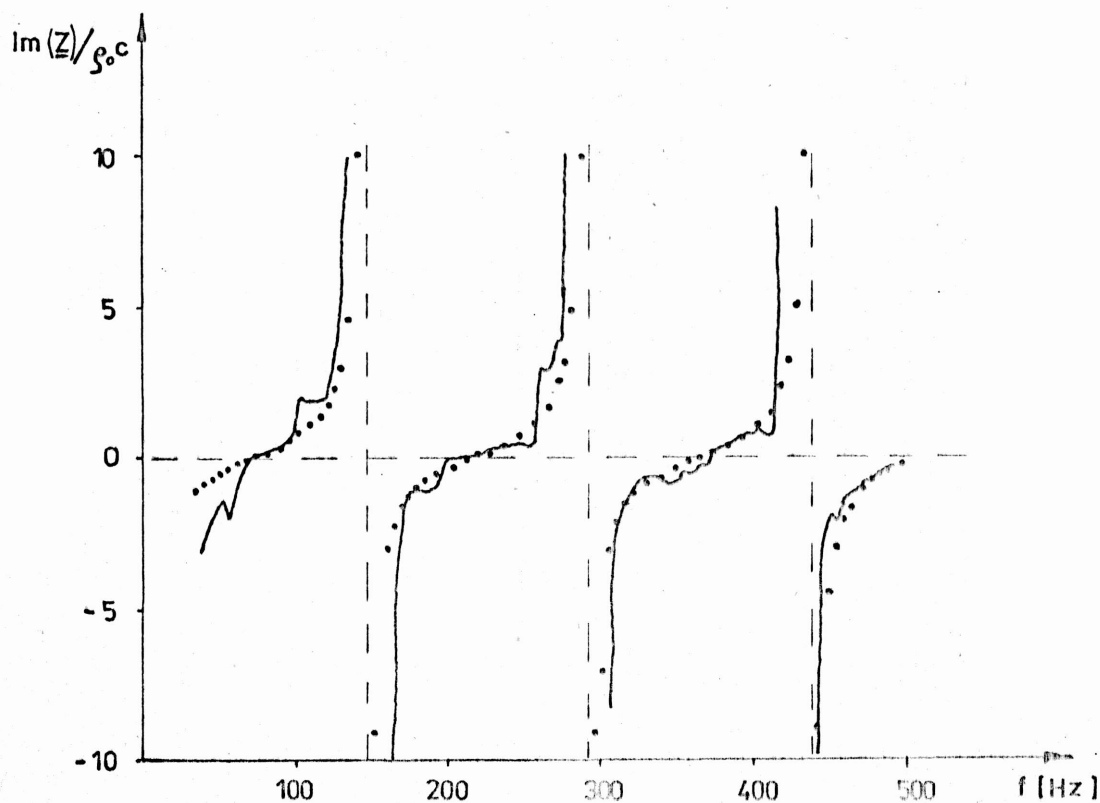
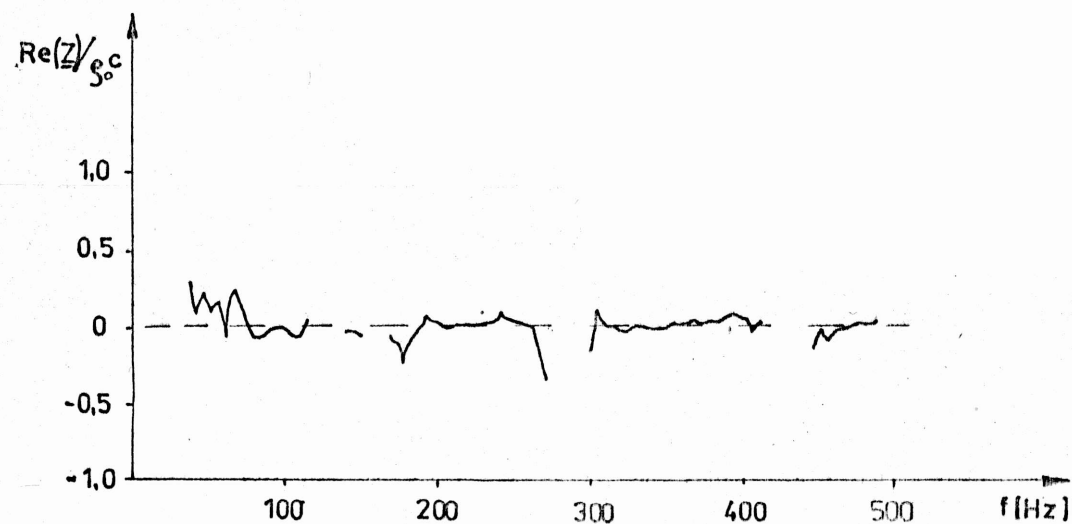
Rys.6.3.7. Przebieg zespolonego współczynnika odbicia mocy dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Ton , odległość między mikrofonami $d = 0,066$ m.



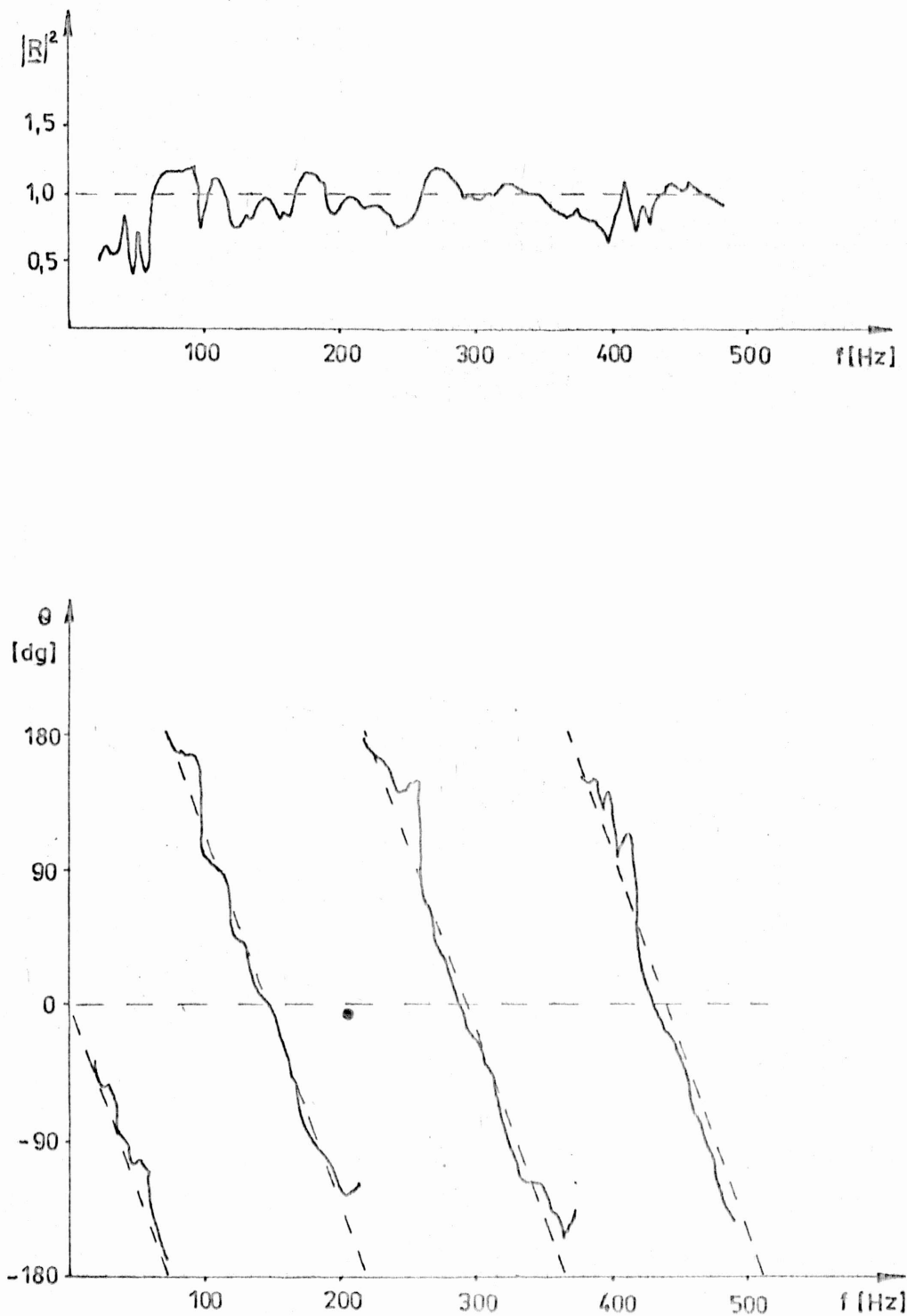
Rys.6.3.8. Przebieg akustycznej impedancji wejściowej rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną.
Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,026$ m.
Kropki - przebieg teoretyczny.



Rys.6.3.9. Przebieg zespolonego współczynnika odbicia mocy dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Ton, odległość między mikrofonami $d = 0,026$ m.



Rys.6.3.10. Przebieg akustycznej impedancji wejściowej rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Szum, odległość między mikrofonami $d = 0,066\text{m}$. Kropki - przebieg teoretyczny.



Rys.6.3.11. Przebieg zespolonego współczynnika odbicia mocy dla rury zakończonej powierzchnią absolutnie sztywną. Szum, odległość między mikrofonami $d = 0,066$ m.

6.3.3. Rura zakończona próbką materiału pochłaniającego.

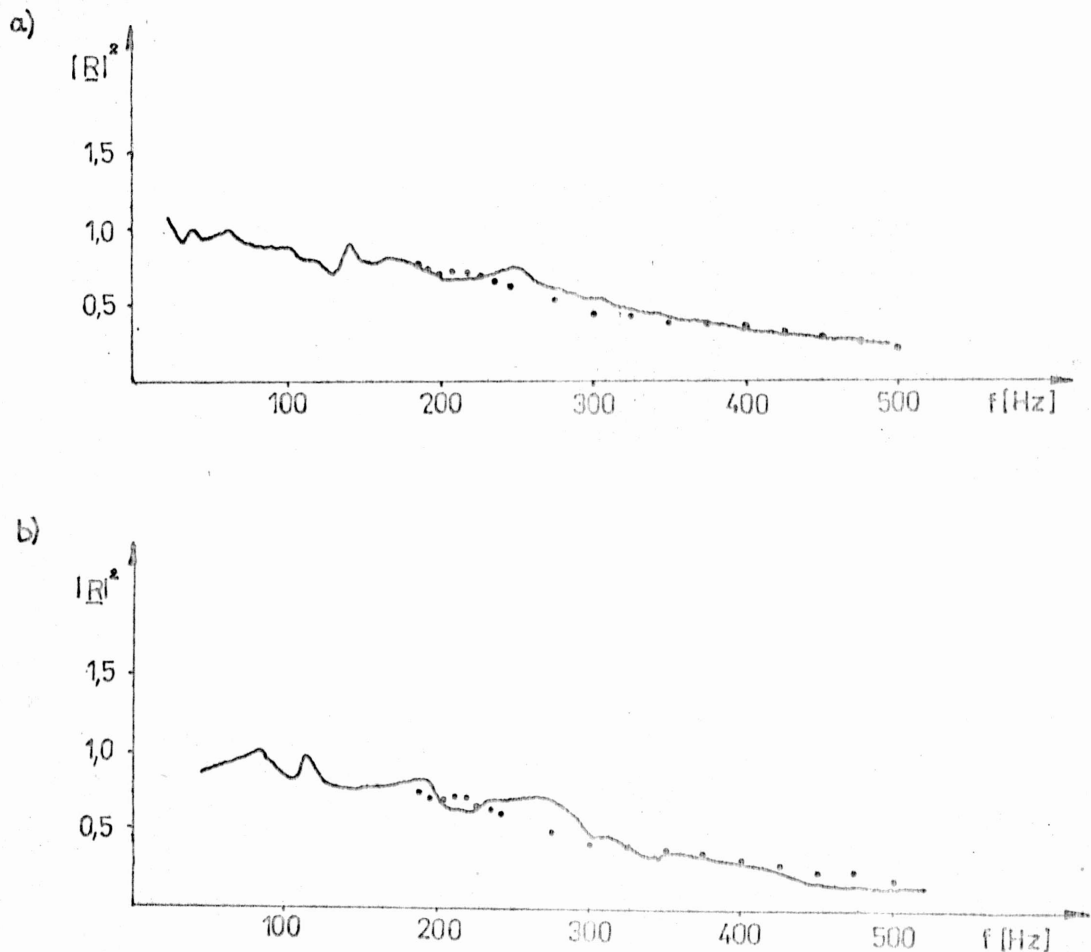
Pomiary i obliczenia impedancji akustycznej oraz zespolonego współczynnika odbicia materiałów pochłaniających wykonano dla pobudzenia tonem oraz szumem, dla dwóch odległości między mikrofonami $d = 0,2$ i $0,066$ m. Badanymi materiałami były wełna mineralna TS 150 i gąbka lateksowa. Próbki badanych materiałów miały grubość 35 mm. Na rys. 6.3.12 przedstawiono przebieg modułu współczynnika odbicia mocy dla wełny mineralnej TS 150, a na rys. 6.3.13 dla gąbki lateksowej. Na rysunkach tych naniesiono również wartości tego współczynnika zmierzone metodą fal stojących. Na rys. 6.3.14 przedstawiono przebieg modułu współczynnika odbicia mocy dla wełny mineralnej TS 150 dla dwóch odległości między mikrofonami $d = 0,2$ i $0,066$ m. Podobny przebieg dla gąbki lateksowej przedstawiono na rys. 6.3.15

6.3.4. Analiza wyników pomiarów impedancji oraz zespolonego współczynnika odbicia.

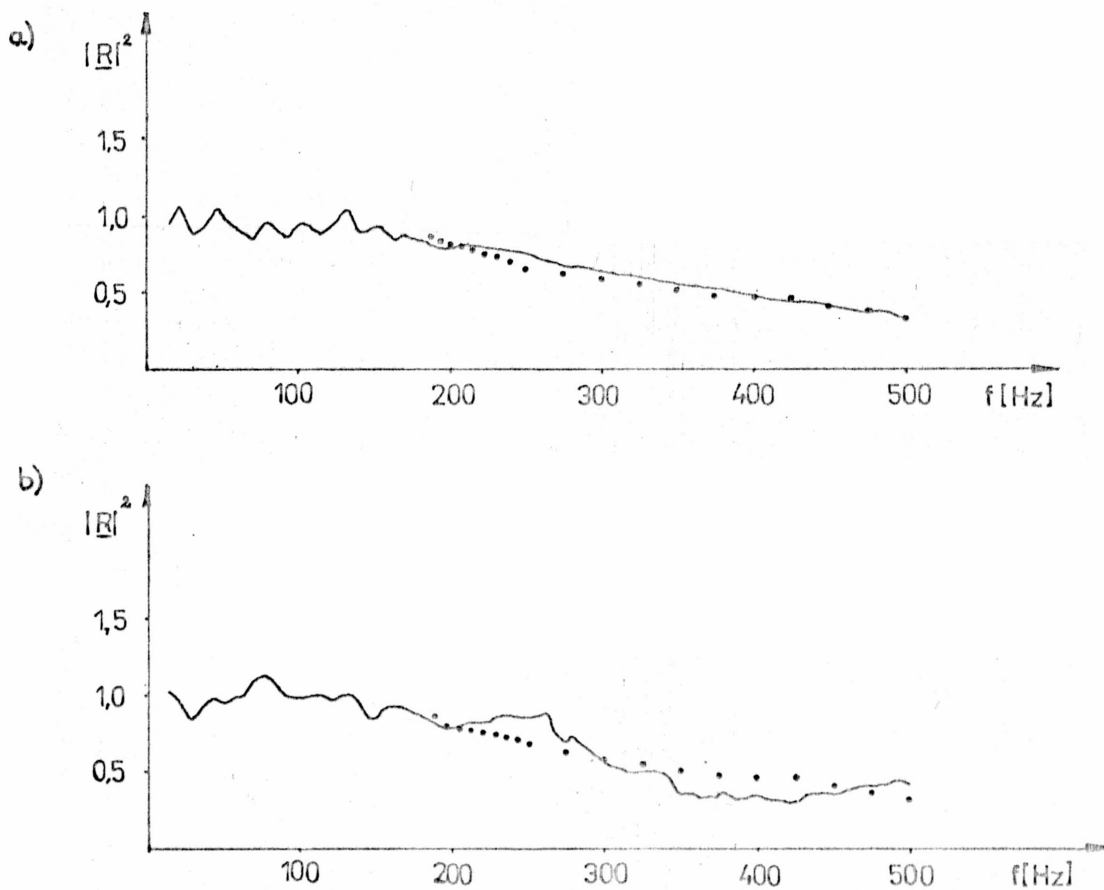
Uzyskane wyniki z wykorzystaniem metody jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu wykazują dobrą zgodność z wynikami otrzymanymi na drodze teoretycznej, czy też zmierzonymi metodą fal stojących.

Błędy pomiarowe występujące w zakresie małych częstotliwości przy określaniu modułu współczynnika odbicia mocy, dla małych odległości między mikrofonami, wynikają z pogorszenia się stosunku sygnał - szum. Jako miarę oceny dokładności pomiarów tego współczynnika przyjęto wariancję jego zmian. W obliczeniach cyfrowych widm stosunek sygnał - szum jest jednym z najważniejszych czynników dokładności obliczeniowej.

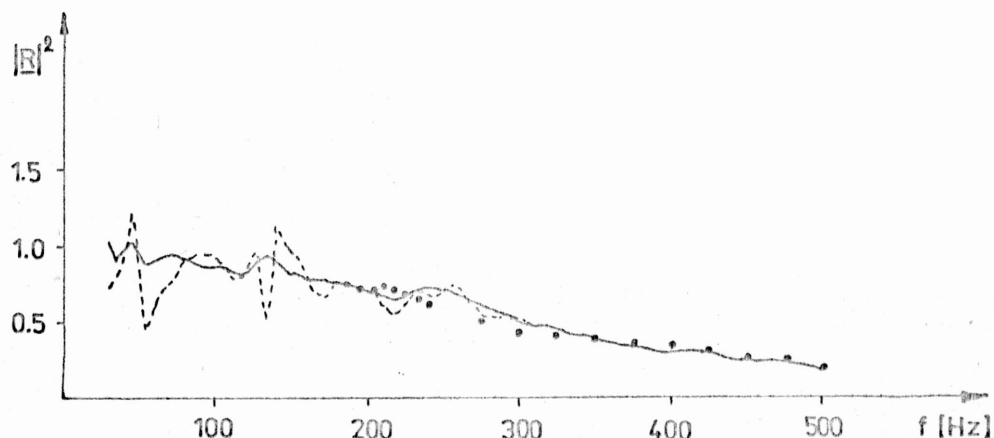
Pogorszenie się tego stosunku wynika ze spadku efektywności promieniowania źródła w tym zakresie częstotliwości i rosnącym udziale zakłóceń zewnętrznych, jak też z maleniem sygnału różnicy dla małych wartości iloczynu kd .



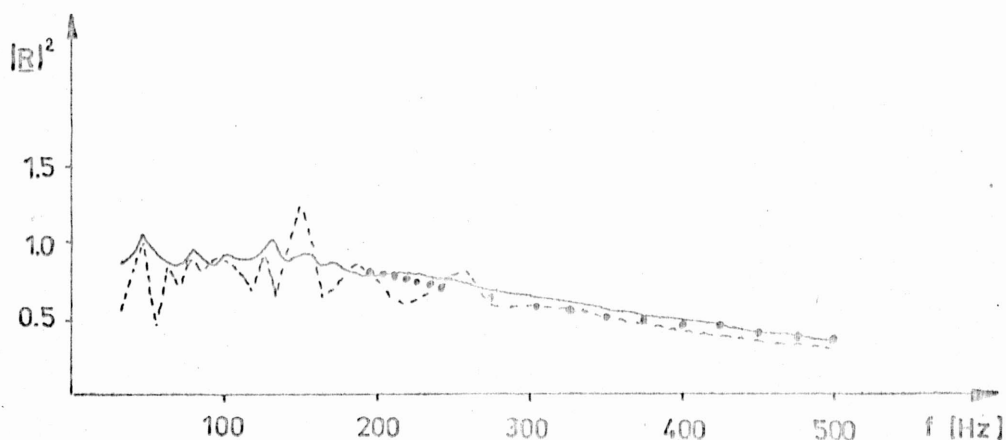
Rys. 6.3.12. Przebieg modułu współczynnika odbicia mocy dla wełny mineralnej TS 150.
Kropki - wartości zmierzone metodą fali stojącej:
a) ton, b) szum.



Rys. 6.3.13. Przebieg modułu współczynnika odbicia mocy dla gąbki lateksowej. Kropki - wartości zmierzone metodą fali stojącej:
a) ton, b) szum.



Rys.6.3.14. Przebieg modułu współczynnika odbicia mocy dla wełny mineralnej TS 150. Kropki - wartości zmierzone metodą fali stojącej. Linia ciągła - odległość między mikrofonami $d = 0,2$ m, linia przerywana - $d = 0,066$ m.



Rys.6.3.15. Przebieg modułu współczynnika odbicia mocy dla gąbki lateksowej. Kropki - wartości zmierzone metodą fali stojącej. Linia ciągła - odległość między mikrofonami $d = 0,2$ m, linia przerywana - $d = 0,066$ m.

Błędy układu pomiarowego były eliminowane przez korygowanie charakterystyk torów pomiarowych przez funkcję transmitancji między dwoma kanałami pomiarowymi, która była określona przy ekspozycji mikrofonów dla tego samego pola dźwiękowego.

Duże błędy występujące zarówno dla części rzeczywistej, jak i urojonej impedancji, w przypadku rury zakończonej impedancją nieskończenie dużą, dla częstotliwości $f_n = \frac{2n-1}{2} \cdot \frac{c}{l}$, są wynikiem nieokreśloności impedancji dla tych częstotliwości. Impedancja w przekroju $x = 0$ jest określona jako:

$$\underline{Z} = \left(\frac{p}{u}\right)_{x=0} = \rho_0 c \frac{1 + |\underline{R}| e^{j\theta}}{1 - |\underline{R}| e^{j\theta}} \quad (6.3.5)$$

Stąd część rzeczywista i urojona impedancji wynoszą odpowiednio:

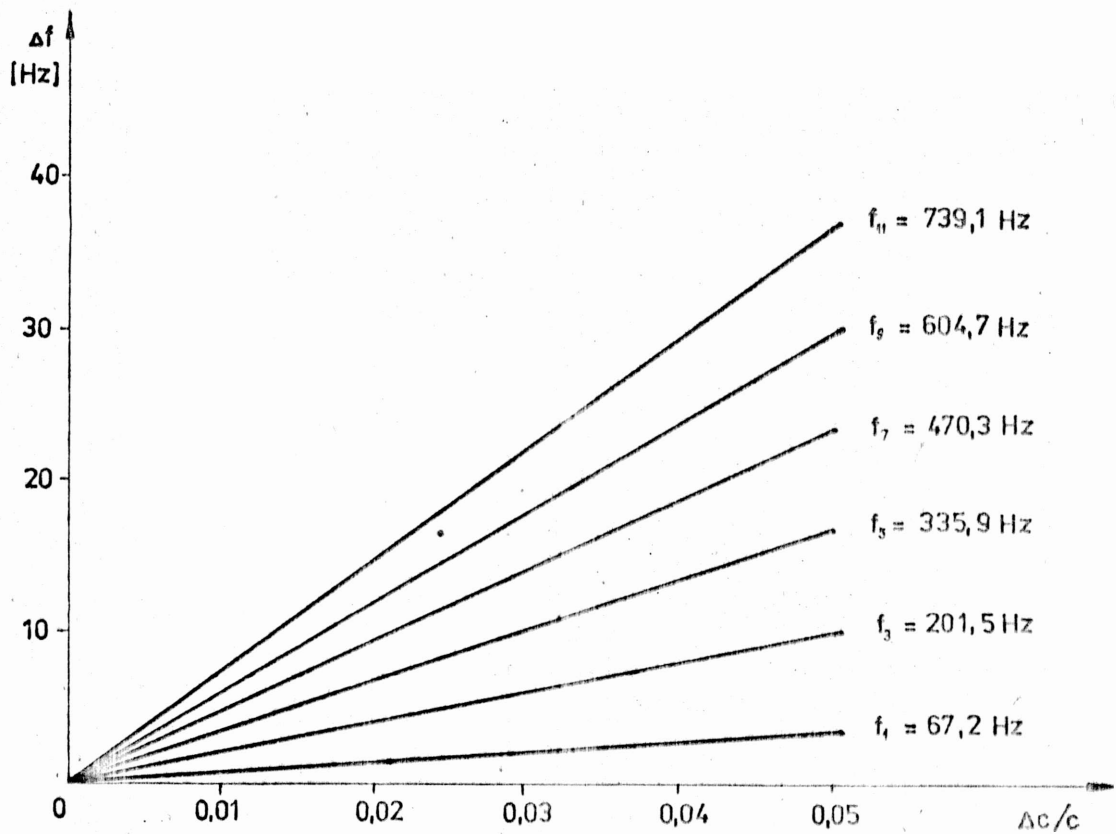
$$\text{Re}(\underline{Z}) = \rho_0 c \frac{1 - |\underline{R}|^2}{1 + |\underline{R}|^2 - 2|\underline{R}| \cos \theta} \quad , \quad (6.3.6)$$

$$\text{Im}(\underline{Z}) = \rho_0 c \frac{2|\underline{R}| \sin \theta}{1 + |\underline{R}|^2 - 2|\underline{R}| \cos \theta} \quad (6.3.7)$$

Jak widać z powyższych wzorów zarówno część rzeczywista, jak i urojona impedancji są nieokreślone, gdy $|\underline{R}| = 1$ i $\theta = 0^\circ$. Istniejące rozbieżności w określeniu częstotliwości rezonansowych rury zamkniętej, zwłaszcza w zakresie wyższych częstotliwości mogą być wynikiem niedokładnego określenia prędkości dźwięku. Wpływ względnych zmian prędkości dźwięku na dokładność określenia częstotliwości rezonansowych w przypadku zastosowanej rury zamkniętej, przedstawia rys. 6.3.16. Jak wynika z tego rysunku wpływ ten zaznacza się dopiero w zakresie wyższych częstotliwości.

Pomimo uśredniania zakres dynamiki uzyskiwanej przy pobudzeniu szumem jest mniejszy niż przy pobudzeniu harmonicznym.

Stąd mimo, że wymagany czas pomiarów przy pobudzeniu szumem jest znacznie krótszy niż dla pobudzenia harmonicznego, uzyskiwane wyniki pomiarów są mniej dokładne.



Rys.6.3.16. Przebieg odchylenia częstotliwości rezonansowych rury zamkniętej o długości $l = 1,28 \text{ m}$ w funkcji względnych zmian prędkości dźwięku.

7. Wnioski końcowe.

Przedstawione w pracy wyniki analiz teoretycznych i badań eksperymentalnych wskazują, zdaniem autora, że postawiony w rozdziale 1 cel pracy został osiągnięty. Dokonano wszechstronnej analizy metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu pod kątem ich przydatności do zastosowań w zakresie małych częstotliwości akustycznych. Wyprowadzono zależności na błędy metody dla podstawowych rodzajów fal, jak również na błędy układu pomiarowego. Zaproponowano metody kalibracji układów pomiarowych i eliminacji błędów tych układów. Rozważania teoretyczne poparto szeregiem eksperymentów realizowanych za pomocą układów pomiarowych i oprogramowania opracowanych przez autora.

Za swój oryginalny wkład w dziedzinie metod jednoczesnego pomiaru ciśnienia akustycznego i jego gradientu autor uznaje:

- zbadanie dokładności i ogólnej użyteczności metody w zakresie małych częstotliwości akustycznych,
- wyprowadzenie zależności na błędy estymacji natężenia akustycznego dla fali kulistej pierwszego rzędu i dla fali walcowej,
- podanie zależności na błędy układu pomiarowego związane z niejednakowym wzmocnieniem torów mikrofonowych i niewłaściwą orientacją układu mikrofonów,
- przedstawienie koncepcji metody eliminacji błędu orientacji układu mikrofonów.

Jako główne kierunki dalszych badań stanowiących kontynuację niniejszej pracy można wymienić:

- przeprowadzenie badań eksperymentalnych dla rzeczywistych źródeł hałasu ,

- opracowanie koncepcji i układu przenośnego miernika natężenia dźwięku bazującego na omawianych metodach.

LITERATURA

- [1] Baker S., An Acoustic Intensity Meter, J.Acoust.Soc. Am. 1955, vol.27, no. 2, s. 269-273
- [2] Bauer B.B., Design and measurement of infrasonic gradient microphones and windscreens, J. Acoust.Soc. Am. 1968, vol.44, no.5, s. 1248-1436
- [3] Bauer B.B., Laboratory calibrator for gradient hydrophones, J. Acoust.Soc.Am. 1966, vol.39, no.3, s.585-586
- [4] Beauchamp K.G., Przetwarzanie sygnałów metodami analogowymi i cyfrowymi, WNT, Warszawa 1978
- [5] Beranek L.L., Acoustic measurements, New York-London 1949
- [6] Bracwell R., Przekształcenie Fouriera i jego zastosowanie, WNT, Warszawa 1968
- [7] Brüel P.V., Rasmussen G., Free Field Response of Condenser Microphones, Brüel and Kjaer Technical Review 1959, no. 1,2
- [8] Bogusz B., Renowski J., Infradźwięki, Prace Naukowe Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, seria Monografie nr 19, Wrocław 1979
- [9] Chung J.Y., Cross spectral method of measuring acoustic intensity without error caused by instrument phase mismatch, J. Acoust.Soc.Am.1978, vol.64,no.6, s.1613-1616
- [10] Clapp C.W., Firestone F.A., The Acoustic Wattmeter, an Instrument for Measuring Sound Energy Flow, J.Acoust.Soc. Am.1941, vol.13, no.2, s. 124-136

- [11] Cook R.K., Proctor T.M., A standing-wave tube as an absolutely known source of sound power, J.Acoust.Soc. Am.1979, vol.65, no.6, s. 1542-1555
- [12] Cops A., Myncke H., Determination of sound absorption coefficient using a ton-burst technique, Acoustica 1973, vol.29, s.287-296
- [13] Fahy F.J., Measurement of acoustic intensity using the cross-spectral density of the two microphone signals, J.Acoust.Soc.Am.1977, vol. 62, no.4, s.1057-1059
- [14] Fahy F.J., Measurements with an intensity meter of the acoustic power of a small machine in a room, Journal of Sound and Vibration 1978, vol.57,no.3, s. 311-322
- [15] Harris C.M., Handbook of Noise Control, Mc Graw-Hill, New York 1957
- [16] Kandianis F., Correlation techniques in the analysis of transient process, Journal of Sound and Vibration 1973, vol.26, no.2, s. 161-172
- [17] Kathuriya M.L., Munjal M.L., Accurate method for the experimental evaluation of the acoustical impedance of black box, J.Acoust. Soc.Am.1975, vol.58,no.2, s.451-454
- [18] Malecki I., Teoria fal i układów akustycznych, PWN, Warszawa 1964
- [19] Morse P.M., Ingard K.U., Theoretical acoustics, Mc Graw-Hill Book Company, New York 1968
- [20] Munro D.H., Ingard K.U., On the acoustic intensity measurements in the presence of mean flow, J.Acoust. Soc. Am.1979, vol.65, no.6, s. 1402-1406

- [21] Olson H.F., System response to the energy flow of sound waves, US Patent No. 1892644, 1932
- [22] Olson H.F., Acoustic Wattmeter, Journal of the Audio Engineering Society 1975, vol.22, no.5, s. 321-328
- [23] Pavić G., Measurement of Sound Intensity, Journal of Sound and Vibration 1977, vol.51, no.4, s. 533-546
- [24] Powell I.G., Van Houten I.I., A ton-burst technique of sound absorption measurement, J.Acoust.Soc.Am. 1970, vol.48, no.6, s. 1299-1303
- [25] Rumszyski L.Z., Matematyczne opracowanie wyników eksperymentu, WNT, Warszawa 1973
- [26] Russell G.A., Error propagation analysis of four sound-power measurement techniques, J.Acoust.Soc.Am. 1980, vol.67, no.2, s. 663-665
- [27] Schultz T.J., Acoustic Wattmeter, J.Acoust.Soc.Am. 1956, vol.28, no.4, s. 693-699
- [28] Seybert A.F., Ross D.F., Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique, J.Acoust.Soc.Am. 1977, vol.61, no.5, s. 1362-1370
- [29] Skudrzyk E., Osnowy akustiki, Wydawnictwo Mir, Moskwa 1976
- [30] Stanton T.K., Beyer R.T., Complex wattmeter measurements in reactive acoustic field, J.Acoust.Soc. Am. 1979, vol.65, no.1, s. 249-252
- [31] Tiulin W.N., Wwiedienije w tieorii izłuczienija i ras-siejania zwuka, Wydawnictwo Nauka, Moskwa 1976

- [32] Van Zyl B.G., Anderson F., Evaluation of the intensity method of sound power determination, J. Acoust.Soc.Am. 1975, vol.57, no. 3, s. 682-686
- [33] Zwicker C., Kosten C.W., Sound absorbing materials, Elsevier Publishing Company Inc., New York 1949
- [34] Żyszkowski Z., Podstawy elektroakustyki, WNT, Warszawa 1966

O D B I O R C Y

egz.

1. Ośrodek Informacji Naukowo-Technicznej ITA	1
2. Promotor	1
3. Recenzenci	2
4. Biblioteka Główna Politechniki Wrocławskiej	1
5. Biblioteka Główna Politechniki Warszawskiej	1
6. Biblioteka Główna Politechniki Gdańskiej	1
7. Egzemplarze autorskie	2

	9

SUMMARY

The measurement of sound-power emitted by an acoustic source can be accomplished in several different ways. The ideal solution would be to determine sound power by measuring the sound intensity vector. Formally, the problem is to evaluate the time average product of acoustic pressure and particle velocity vector at a point in a sound field; this is equal to the local intensity vector. The most promising technique for measuring the acoustic intensity vector involves simultaneous measurement of the sound pressure at the two point separated slightly in space. This is accomplished by means of two microphones. The particle velocity is then calculated from the pressure difference between two microphones.

In the dissertation the problem of measurements of acoustic intensity by acoustic pressure and pressure gradient method in low frequency region are discussed. Theoretical relations for errors in acoustic intensity estimates in case of plane, spherical and cylindrical waves are determined. The performed analysis indicates the major errors that are due to the measuring arrangement /distortions of phase shift and amplitude response/, influence of noise and limited averaging time as well as incorrect orientation of microphones are discussed. The error analysis results are helpful in the selection of measurement parameters.

Furthermore, the application of acoustic tube for calibration of measuring arrangement is presented. Basing on the relation presented by Cook, the formula relating the radiated power from the open end of the tube and imaginary part of the cross-spectral density of the two microphone signals was derived.

In the next part of the dissertation, the mathematical foundations of the method developed by Chung to avoid phase-mismatch are presented. A method for avoiding the error of incorrect orientation of microphones is also derived.

It has been shown that the application of this technique permits to measure in the acoustic tube an acoustic impedance and reflection coefficient of acoustic materials. Comparison is made between the results obtained by the presented method of acoustic impedance measurements and the results obtained by standing wave method.

Relations derived theoretically has been verified by several experiments.