

PRACA HABILITACYJNA

Grażyna Łypacewicz

PIEZOELEKTRYCZNE UKŁADY
NADAWCZO-ODBIORCZE
DLA CELÓW ULTRASONOGRAFII

22/1995

P. 269



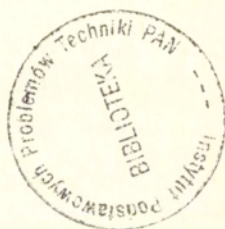
WARSZAWA 1995

<http://rcin.org.pl>

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 6 czerwca 1995 r.

Praca habilitacyjna

recenzent – Prof. dr Andrzej Nowicki



56587

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 100 egz. Ark. wyd. 5,5 Ark. druk. 7,0

Oddano do drukarni w czerwcu 1995 r.

Wydawnictwo Spółdzielcze sp. z o.o.

Warszawa, ul. Jasna 1

Piezoelektryczne układy nadawczo-odbiorcze
dla celów ultrasonografii

Streszczenie

Celem pracy jest analiza nadawczo-odbiorczych układów piezoelektrycznych głowic pod kątem zastosowania ich w aparaturze ultrasonograficznej opracowywanej w Zakładzie Ultradźwięków IPPT. Prace własne zostały poprzedzone omówieniem układów zastępczych przetworników piezoelektrycznych spotykanych w piśmiennictwie (rozdz. 2.1 - 2.5)

Schemat zastępczy został rozszerzony o parametry elektryczne (układ kompensacyjny, kable, przewody doprowadzające, oporności - bocznikujące, nadajnika i odbiornika), straty mechaniczne i dielektryczne (zgodnie z Carlsonem i Brownem [6]) oraz tłumienie ośrodka. W celu zbadania wpływu poszczególnych parametrów na pracę układu wprowadzono parametry zarówno akustyczne jak i elektryczne jako wielkości względne. Do obliczeń immitancji, funkcji przenoszenia, impulsów akustycznych i elektrycznych zastosowano szybką transformatę Fouriera i rachunek macierzowy.

Wykazano, że optymalizacja parametrów głowicy (układ kompensacyjny, grubość akustycznych warstw dopasowujących) powinna być przeprowadzana dla częstotliwości rezonansu elektrycznego, który jest funkcją współczynnika sprzężenia k_t .

Wykazano, że dla optymalnej grubości warstw dopasowujących ($\lambda_e/4$) krzywa admitancji staje się symetryczna, a jej wielkość minimalna. Pozwoliło to na opracowanie metody optymalizacji grubości warstw podczas ich szlifowania poprzez automatyczny pomiar admitancji elektrycznej.

Zbadano wpływ warstw dopasowujących na impuls odbity wykazując, że zastosowanie dwóch warstw polepsza czułość głowicy i poszerza pasmo przenoszenia, ale może spowodować wydłużenie impulsu. Pokazano, że optymalny kształt impulsu uzyskuje się dla przypadku, gdy funkcja przenoszenia ma kształt zbliżony do funkcji Gaussa, a osiągnąć to można przez odpowiednie obciążenie akustyczne tylnej powierzchni przetwornika oraz w mniejszym stopniu przez bocznikowanie elektryczne głowicy.

Obliczono impedancje elektryczne głowic ultradźwiękowych w zależności od ich średnicy, częstotliwości rezonansowej (grubości), obciążenia akustycznego i parametrów materiału piezoelektrycznego oraz zbadano wpływ kabli koncentrycznych na pracę układu. Wykazano, że chociaż kabel jest o dwa rzędy wielkości krótszy od długości fali elektromagnetycznej, to jego wpływ na pracę głowic niskoomowych może być znaczny. Nie do pominięcia jest wtedy również wpływ przewodów doprowadzających, które należy traktować jak linie długie o oporności charakterystycznej równej 300 Ω .

Omówiono wpływ układu kompensacyjnego, składającego się z trzech indukcyjności, na funkcje przenoszenia i impulsy odbite. Pokazano, że w zależności od rodzaju cewki - szeregowej lub równoległej zmienia się impedancja elektryczna przetwornika, co ma istotny wpływ na dopasowanie elektryczne głowic.

Wykazano, że dla danego układu nadawczo-odbiorczego można wyznaczyć optymalną z punktu widzenia długości i amplitudy impulsu odbitego, długość impulsu nadawczego (prążek główny widma impulsu pokrywa się wtedy z funkcją przenoszenia układu).

W rozdziałach końcowych omówiono program komputerowy (Dodatek I) oraz przykłady pomiarów głowic ultrasonograficznych opracowywanych przez autorkę (Dodatek II).

Ważniejsze oznaczenia literowe

A	powierzchnia przetwornika
B	indukcja pola magnetycznego
c^D	współczynnik sprężystości przetwornika przy $D=\text{const}$
c_A	współczynnik sprężystości ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika
c_B	współczynnik sprężystości ośrodka badanego
c_a	prędkość fali ultradźwiękowej w ośrodku obciążającym tylną powierzchnię przetwornika
c_b	prędkość fali ultradźwiękowej w ośrodku badanym
c_p	prędkość fali ultradźwiękowej w przetworniku
c_{01}	prędkość fali ultradźwiękowej w pierwszej warstwie dopasowującej
c_{02}	prędkość fali ultradźwiękowej w drugiej warstwie dopasowującej
C_0	pojemność statyczna przetwornika
C'	pojemność w układzie KLM
C_m	pojemność w układzie zastępczym przetwornika (blisko rezonansu)
d	grubość przetwornika
d_{01}	grubość pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej
d_{02}	grubość drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej
D	indukcja elektryczna
E	natężenie pola elektrycznego
E_t	napięcie nadajnika
E'_t	napięcie względne nadajnika
E_r	napięcie impulsu odbitego od idealnego reflektora
E'_r	względne napięcie impulsu odbitego od idealnego reflektora
f	częstotliwość
f_c	częstotliwość rezonansu elektrycznego przetwornika
f_m	częstotliwość rezonansu mechanicznego przetwornika

F_t	siła akustyczna promieniowana przez przetwornik
F_r	siła akustyczna odbita od idealnego reflektora
h	stała piezoelektryczna
h_t	nadawcza funkcja przenoszenia
h_r	odbiorcza funkcja przenoszenia
H	nadawczo-odbiorcza funkcja przenoszenia
H_t	względna nadawcza funkcja przenoszenia
H_r	względna odbiorcza funkcja przenoszenia
H	natężenie pola magnetycznego (w rozdz. 2.1)
I	prąd płynący przez przetwornik
k_t	współczynnik sprzężenia elektromechanicznego
l_c	długość kabla
l_{cw}	długość przewodów doprowadzających
l_1	względna indukcyjność szeregową od strony nadajnika
l_2	względna indukcyjność szeregową od strony odbiornika
L_s	indukcyjność cewki szeregowej
L_r	indukcyjność cewki równoległej
L_m	indukcyjność w układzie zastępczym przetwornika (blisko rezonansu)
m	względna indukcyjność równoległa
n	względna grubość pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej
N	przekładnia transformatora elektromechanicznego
N_{KIM}	przekładnia transformatora elektromechanicznego w układzie KLM
p	względna grubość drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej
R_A	impedancja mechaniczna ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika
R_a	względna impedancja akustyczna ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika
R_B	impedancja mechaniczna ośrodka badanego
R_b	względna impedancja akustyczna ośrodka badanego

R_p	impedancja mechaniczna przetwornika
R_e	względna oporność elektryczna strat dielektrycznych
R_m	względna oporność akustyczna strat mechanicznych
R_c	impedancja charakterystyczna kabla
R'_c	względna impedancja charakterystyczna kabla
R_{cw}	impedancja charakterystyczna przewodów doprowadzających
R'_{cw}	względna impedancja charakterystyczna przewodów doprowadzających
R_{be}	oporność równoległa
R'_{be}	względna oporność równoległa
R_t	impedancja elektryczna nadajnika
R'_t	względna impedancja elektryczna nadajnika
R_r	impedancja elektryczna odbiornika
R'_r	względna impedancja elektryczna odbiornika
R_1	akustyczna impedancja pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej
R_{01}	względna akustyczna impedancja pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej
R_2	akustyczna impedancja drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej
R_{02}	względna akustyczna impedancja drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej
S	odkształcenie
t	czas
T	naprężenie
T_m	okres drgań mechanicznych przetwornika
u	przemieszczenie
U	energia wewnętrzna
U_m	energia sprężenia
U_e	energia sprężysta
U_d	energia elektrostatyczna

v	prędkość akustyczna fali
V	napięcie na elektrodach przetwornika
W_m	współczynnik opisujący względną oporność strat mechanicznych
x	współrzędna
x	częstotliwość względna
x_c	częstotliwość względna rezonansu elektrycznego
X_M	część urojona impedancji po stronie mechanicznej transformatora elektromechanicznego w pobliżu częstotliwości rezonansowej
x_m	częstotliwość względna rezonansu mechanicznego
Y	admitancja elektryczna głowicy
Z_c	impedancja elektryczna głowicy (bez układu kompensacyjnego i kabli) dla częstotliwości f_c
Z_M	impedancja po stronie mechanicznej transformatora elektromechanicznego w pobliżu częstotliwości rezonansowej
Z_l	impedancja indukcyjności szeregowej
Z_m	impedancja indukcyjności równoległej
Z'_l	względna impedancja indukcyjności szeregowej
Z'_m	względna impedancja indukcyjności równoległej
Z_w	elektryczna impedancja wejściowa przetwornika
β	stała fazowa linii długiej (warstwy dopasowującej)
δ_e	kąt strat dielektrycznych
δ_m	kąt strat mechanicznych
ϵ_0	stała dielektryczna w próżni
ϵ_r	względna stała dielektryczna
Φ_c	względna długość kabla
Φ_{cw}	względna długość przewodów doprowadzających
λ_c	długość fali akustycznej dla f_c
λ_{c01}	długość fali akustycznej w pierwszej (od strony przetwornika) warstwie dopasowującej dla częstotliwości f_c

λ_{e02}	długość fali akustycznej w drugiej (od strony ośrodka) warstwie dopasowującej dla częstotliwości f_c
λ_m	długość fali akustycznej w przetworniku dla częstotliwości f_m
λ_{e1}	długość fali elektromagnetycznej w kablu
ρ_a	gęstość ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika
ρ_b	gęstość ośrodka badanego
ρ_p	gęstość przetwornika
ρ_{01}	gęstość pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej
ρ_{02}	gęstość drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej
θ	temperatura
σ	entropia
ω	pulsacja

I. WPROWADZENIE

Ultradźwiękowa diagnostyka medyczna jest dziedziną rozwijającą się od ponad 30-tu lat. Obserwuje się stały postęp w rozwiązaniach technicznych aparatury, zarówno ze względów na nowe rozwiązania w układach nadawczo-odbiorczych jak i cyfrowe przetwarzanie sygnałów. Polepszenie czułości ogólnej pozwala na zwiększenie częstotliwości pracy, co z kolei, umożliwia uzyskanie lepszej rozdzielczości. Ostatnio metody ultradźwiękowe obrazowania tkanek wprowadza się do badania małych struktur biologicznych, takich jak skóra, co stawia nowe wymagania konstruktorom aparatury. Rozwój metod ultrasonograficznych i dopplerowskich wiąże się ściśle z konstrukcją odpowiednich głowic, w których stosowane są nowoczesne materiały piezoelektryczne (folie polimerowe [6], [7], [13], [34], [40], [48], [50], [90], [92] kompozyty [7], [26], [32]), warstwy akustyczne dopasowujące głowicę do ośrodka, układy kompensujące pojemność statyczną przetwornika, autotransformatory dopasowujące impedancję elektryczną głowicy do układów elektronicznych oraz specjalne rozwiązania techniczne. Na kształt i wielkość impulsów akustycznych i odbitych ma też zasadniczy wpływ impuls nadawczy.

Do konstrukcji głowic ultradźwiękowych stosowanych w diagnostyce medycznej stosuje się przetworniki piezoelektryczne drgające tłokowo. Przy projektowaniu zakłada się obciążenie wodą, co jest w pełni uzasadnione, gdyż prędkości rozchodzenia się fal akustycznych w tkankach miękkich jak i ich gęstości są z dokładnością kilku procent takie same jak wody.

Do analizy pracy głowicy ultradźwiękowej zastosowano zmodyfikowany układ zastępczy Masona [3], [70] - wprowadzono do niego dodatkowo wszystkie, omawiane w tej pracy, parametry akustyczne i elektryczne, a w celu prześledzenia wpływu poszczególnych parametrów na zachowanie się głowicy, wyrażono je w wielkościach względnych. Uwzględniono również straty dielektryczne i mechaniczne, co jest niezbędne przy projektowaniu głowic z folii PVDF.

W obliczeniach oparto się na teorii czwórników i szybkiej analizie Fouriera (FFT) [69]. Warto w tym miejscu zauważyć, że możliwe jest uwzględnienie tłumienia fali w ośrodku badanym i obliczanie zarówno impulsów akustycznych jak i elektrycznych na wejściu odbiornika przy założeniu, że tłumienie jest dowolną funkcją częstotliwości.

2. SCHEMAT ZASTĘPCZY GŁOWICY ULTRADŹWIĘKOWEJ

2.1 Równania opisujące efekt piezoelektryczny

Równania opisujące efekt piezoelektryczny podają współzależności pomiędzy wielkościami sprężystymi i elektrycznymi i można je wyprowadzić z równań opisujących równowagę energetyczną w materiale [3]. Zakładając, że stałe pola elektrycznego i naprężeń są niezależne, z prawa zachowania energii wynika równanie:

$$G = U - S_i T_i - E_m D_m - H_m B_m - \sigma \theta \quad (2.1)$$

gdzie: U - energia wewnętrzna, S_i - odkształcenie, T_i - naprężenie, E_m - natężenie pola elektrycznego, D_m - indukcja elektryczna, H_m - natężenie pola magnetycznego, B_m - indukcja pola magnetycznego, σ - entropia, θ - temperatura, $i=1,2,\dots,6$, $m=1,2,3$

Dla procesów odwracalnych można napisać:

$$dG = -S_i dT_i - D_m dE_m - B_m dH_m - \sigma d\theta \quad (2.2)$$

a stąd:

$$\begin{aligned} S_i &= \left(\frac{-\partial G}{\partial T_i} \right)_{E,T,\theta} ; & D_m &= \left(\frac{-\partial G}{\partial E_m} \right)_{H,T,\theta} ; \\ B_m &= \left(\frac{-\partial G}{\partial H_m} \right)_{E,T,\theta} ; & \sigma &= \left(\frac{-\partial G}{\partial \theta} \right)_{E,H,T} \end{aligned} \quad (2.3)$$

a po zróżniczkowaniu:

$$dS_i = \left(\frac{\partial S_i}{\partial T_j} \right)_{E,H,\theta} dT_j + \left(\frac{\partial S_i}{\partial E_m} \right)_{H,\theta,T} dE_m + \left(\frac{\partial S_i}{\partial H_m} \right)_{E,\theta,T} dH_m + \left(\frac{\partial S_i}{\partial \theta} \right)_{T,H,E} d\theta \quad (2.4)$$

gdzie: $i,j=1,2,\dots,6$, $m=1,2,3$

$$dD_m = \left(\frac{\partial D_m}{\partial T_j} \right)_{E,H,\theta} dT_j + \left(\frac{\partial D_m}{\partial E_k} \right)_{T,H,\theta} dE_k + \left(\frac{\partial D_m}{\partial H_k} \right)_{T,E,\theta} dH_k + \left(\frac{\partial D_m}{\partial \theta} \right)_{T,E,H} d\theta \quad (2.5)$$

gdzie: $j=1,2,\dots,6$, $m,k=1,2,3$

$$d\sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T_i} \right)_{\theta,E,H} dT_i + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial E_m} \right)_{\theta,H,T} dE_m + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial H_m} \right)_{T,E,\theta} dH_m + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \right)_{E,H,T} d\theta \quad (2.6)$$

Z (2.3) można wyznaczyć następujące stałe:

stała piezoelektryczna:
$$d_{mj}^{H,0} = \frac{\partial D_m}{\partial T_j} = \frac{\partial S_j}{\partial E_m}$$

stała piezomagnetyczna:
$$d_{mj}^{E,0} = \frac{\partial B_m}{\partial T_j} = \frac{\partial S_j}{\partial H_m}$$

stała pyroelektryczna
$$p_m^{T,H} = \frac{\partial D_m}{\partial \theta} = \frac{\partial \sigma}{\partial E_m}$$

stała pyromagnetyczna
$$i_m^{T,E} = \frac{\partial B_m}{\partial \theta} = \frac{\partial \sigma}{\partial H_m}$$

stała magnetodielektryczna:
$$m_{mk}^{T,0} = \frac{\partial D_m}{\partial H_k} = \frac{\partial B_k}{\partial E_m}$$

stała rozszerzalności termicznej
$$\alpha_j^{E,H} = \frac{\partial S_j}{\partial \theta} = \frac{\partial \sigma}{\partial T_j}$$

(2.7)

Wprowadzając do równań dodatkowo stałe:

sprężystości:
$$s_{ij}^{E,H,0} = \left(\frac{\partial S_i}{\partial T_j} \right)_{E,H,0}$$

dielektryczną:
$$\epsilon_{mk}^{T,H,0} = \left(\frac{\partial D_m}{\partial E_k} \right)_{T,H,0}$$

przenikalności magnetycznej:
$$\mu_{mk}^{T,E,0} = \left(\frac{\partial B_m}{\partial H_k} \right)_{T,E,0}$$

(2.8)

gdzie: ρ - gęstość

c - ciepło właściwe

$$\rho c \frac{E,H,T}{\theta} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \right)_{E,H,T}$$

otrzymamy:

$$\begin{aligned}
 (a) \quad S_i &= s_{ij}^{E,H,\theta} T_j + d_{mi}^{H,\theta} E_m + d_{mi}^{E,\theta} H_m + \alpha_i^{E,H} d\theta \\
 (b) \quad D_m &= d_{mi}^{H,\theta} T_i + \varepsilon_{mk}^{T,H,\theta} E_k + p_m^{T,H} d\theta + m_{mk}^{T,\theta} H_k \\
 (c) \quad B_m &= d_{mi}^{E,\theta} T_i + \mu_{mk}^{T,E,\theta} H_k + i_m^{T,E} d\theta + m_{km}^{T,\theta} E_k \\
 (d) \quad d\sigma &= \alpha_i^{E,H} T_i + p_m^{H,T} E_m + i_m^{E,T} H_m + \frac{\rho C^{E,H,T}}{\theta} d\theta
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

gdzie indeksy sumowania: $i,j=1,2,\dots,6$, $m,k=1,2,3$

W ogólnym przypadku dostaniemy sześć równań na odkształcenie S , po trzy na indukcję elektryczną D i indukcję pola magnetycznego B oraz jedno na przyrost entropii $d\sigma$, czyli w sumie trzynaście równań. Kryształy opisywane są za pomocą dwudziestu jeden niezależnych stałych sprężystości (zredukowanych z trzydziestu sześciu, po uwzględnieniu faktu, że potencjały termodynamiczne są różniczkowalne), osiemnastu stałych piezoelektrycznych, osiemnastu stałych piezomagnetycznych, sześciu stałych dielektrycznych (zredukowanych z dziewięciu), sześciu stałych przenikalności magnetycznej, trzech stałych pyroelektrycznych, trzech stałych pyromagnetycznych, dziewięciu stałych magnetoelektrycznych, sześciu współczynników rozszerzalności cieplnej i z jednego ciepła właściwego.

Dla materiału ceramicznego ilość stałych sprężystych redukuje się do pięciu, piezoelektrycznych do trzech oraz dielektrycznych do dwóch. Dla celów praktycznych współczynniki materiałowe uszeregowane są w macierze elektrosprężyste. W tabeli I przedstawiono macierz dla piezoelektrycznego materiału ceramicznego [76].

Praktycznie dla przetworników piezoelektrycznych można pominąć wpływ pola magnetycznego. W celu wprowadzenia stałych adiabatycznych w miejsce izotermicznych, należy w równaniu (2.9 d) podstawić $d\sigma=0$ i wynikającą stąd wartość $d\theta$ podstawić do równań (2.9.a-c). Dla materiałów piezoelektrycznych różnice pomiędzy stałymi adiabatycznymi i izotermicznymi są nieznaczne, a dla ceramiki, która nie wykazuje efektu pyroelektrycznego stałe te są identyczne. Po uwzględnieniu tych założeń otrzymujemy cztery pary równań:

$$\begin{aligned} S &= s^E T + d_i E \\ D &= dT + \epsilon^T E \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} S &= s^D T + g_i D \\ E &= -gT + \beta^T D \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} T &= c^E S + e_i E \\ D &= eS + \epsilon^S E \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} T &= c^D S + h_i D \\ E &= \tau hS + \beta^S D \end{aligned} \quad (2.13)$$

indeksy t przy macierzach d , g , e , h wskazują na to, że rzędy (trzy) i kolumny (sześć) mogą być wzajemnie zamieniane.

Tabela I

Macierz dla ceramicznego materiału piezoelektrycznego

	E_1	E_2	E_3	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6
D_1	ϵ_{11}							d_{15}	
D_2		ϵ_{11}					d_{15}		
D_3			ϵ_{33}	d_{31}	d_{32}	d_{33}			
S_1			d_{31}	s_{11}	s_{12}	s_{13}			
S_2			d_{32}	s_{12}	s_{11}	s_{13}			
S_3			d_{33}	s_{13}	s_{13}	s_{13}			
S_4		d_{15}					s_{44}		
S_5	d_{15}							s_{44}	
S_6									s_{66}

Z powyższych równań można następująco zdefiniować stałe piezoelektryczne:

$$\begin{aligned}
 d &= \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_T = \left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_E \\
 g &= \left(\frac{-\partial E}{\partial T} \right)_D = \left(\frac{\partial S}{\partial D} \right)_T \\
 e &= \left(\frac{-\partial T}{\partial E} \right)_S = \left(\frac{\partial D}{\partial S} \right)_E \\
 h &= \left(\frac{-\partial T}{\partial D} \right)_S = \left(\frac{-\partial E}{\partial S} \right)_D
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

a ich wzajemne współzależności przedstawiają się następująco:

$$\begin{aligned}
 d_{mi} &= \epsilon_{nm}^T g_{ni} = e_{mj} s_{ji}^E \\
 g_{mi} &= \beta_{nm}^T d_{ni} = h_{mj} s_{ji}^D \\
 e_{mi} &= \epsilon_{nm}^S h_{ni} = d_{mj} c_{ji}^E \\
 h_{mi} &= \beta_{nm}^S e_{ni} = g_{mj} c_{ji}^D
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

gdzie $m, n=1, 2, 3$

$i, j=1 \dots 6$

Pomijając człony termiczne i magnetyczne, energię wewnętrzną w układzie liniowym można przedstawić następująco:

$$U = \frac{1}{2} S_i T_i + \frac{1}{2} D_m E_m \tag{2.16}$$

gdzie: $i=1, 2 \dots 6, \quad m=1, 2, 3$

a po uwzględnieniu zależności (2.10) otrzymamy:

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{1}{2} T_i s_{ij}^E T_j + \frac{1}{2} T_i d_{im} E_m + \frac{1}{2} E_m d_{mi} T_i + \frac{1}{2} E_m \epsilon_{mk}^T E_k \\
 &\text{czyli} \\
 U &= U_e + 2U_m + U_d
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

gdzie: U_m - energia sprzężenia

U_e - energia sprężysta

U_d - energia elektrostatyczna

Jedną z najważniejszych wielkości materiału piezoelektrycznego jest współczynnik sprzężenia elektromechanicznego definiowany:

$$k = \frac{U_m}{\sqrt{U_e U_d}} \quad (2.18)$$

Tabela II

Brzegowe warunki sprężyste	Kształt elementu piezoelektrycznego	Współczynnik sprzężenia k	Uwagi (sposób drgań)
$T_1 \neq 0, T_2 = T_3 = 0$ $S_1 \neq 0, S_2 \neq 0, S_3 \neq 0$		$k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T \epsilon_{11}^E}}$	podłużny, grubościowy, z elektrodami bocznymi
$T_1 = T_2 = 0, T_3 \neq 0$ $S_1 = S_2 \neq 0, S_3 \neq 0$		$k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T \epsilon_{33}^E}}$	podłużny, długościowy z elektrodami na końcach
$T_1 = T_2 \neq 0, T_3 = 0$ $S_1 = S_2 \neq 0, S_3 \neq 0$		$k_p = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 - \sigma^E}} \frac{d_{31}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T \epsilon_{11}^E}}$	radialny $\sigma^E = \frac{-S_{12}^E}{S_{11}^E}$ stała Poisson'a
$T_1 = T_2 \neq 0, T_3 = 0$ $S_1 = S_2 = 0, S_3 \neq 0$		$k_t = h_{33} \sqrt{\frac{\epsilon_{33}^S}{C_{33}^D}}$	podłużny, grubościowy
$T_1 = T_2 \neq 0, T_3 = 0$ $S_1 = S_2 \neq 0, S_3 = 0$		$k_p = \frac{k_p - Ak_{33}}{\sqrt{1 - A^2} \sqrt{1 - k_{33}^2}}$ $A = \frac{\sqrt{2} S_{13}^E}{\sqrt{\epsilon_{33}^E (S_{11}^E + S_{12}^E)}}$	radialny, walcowy

Równanie (2.17) jest bardzo skomplikowane i zwykle rozwiązania poszukuje się dla różnych szczególnych przypadków w zależności od warunków brzegowych [3], [25], [101]. W tabeli II podano przykłady współczynników k dla różnych rodzajów drgań.

Ponieważ w pracy przyjęto założenie drgań grubościowych, podłużnych w dalszej części pracy założono układ jednowymiarowy.

2.2 Schemat zastępczy przetwornika piezoelektrycznego drgającego tłokowo według Masona

Schemat zastępczy przetwornika [3], [52], [70] wyprowadzono, zakładając drgania tłokowe. Warunkiem powstawania fal tłokowych są odpowiednie wymiary przetwornika (grubość przetwornika i długość fali powinny być znacznie mniejsze od jego średnicy) oraz dostateczne obciążenie akustyczne przetwornika. Zagadnienie to było przedmiotem pracy doktorskiej autorki. Na rys. 2.1 przedstawiono pomiary drgań przetwornika dla różnych obciążeń akustycznych [53-55]. Widać, że dla obciążenia tylnej powierzchni przetwornika mieszaniną żywicy z proszkiem wolframowym drgania przedniej powierzchni stają się zbliżone do tłokowych. Ponieważ obciążenie akustyczne głowic stosowanych w ultrasonografii jest co najmniej takie jak na rys. 2.1c, założenie drgań tłokowych jest uprawnione.

Zakładając propagację fali w jednym kierunku proste i odwrotne zjawisko piezoelektryczne (porównaj równanie 2.13) można opisać za pomocą pary równań:

$$T = c^D S - hD \quad (2.19)$$

$$E = -hS + \frac{1}{\epsilon^S} D \quad (2.20)$$

gdzie: E - natężenie pola elektrycznego, D - indukcja elektryczna, S - odkształcenie ($S = \frac{du}{dx}$, u - przemieszczenie), T - naprężenie, ϵ^S - przenikalność elektryczna przy $S = \text{const}$, c^D - współczynnik sprężystości przy $D = \text{const}$, h - współczynnik piezoelektryczny (2.14)

Wielkości D , E , T i S można rozpatrywać jako wielkości przyrostowe skierowane wzdłuż osi polaryzacji przetwornika x .

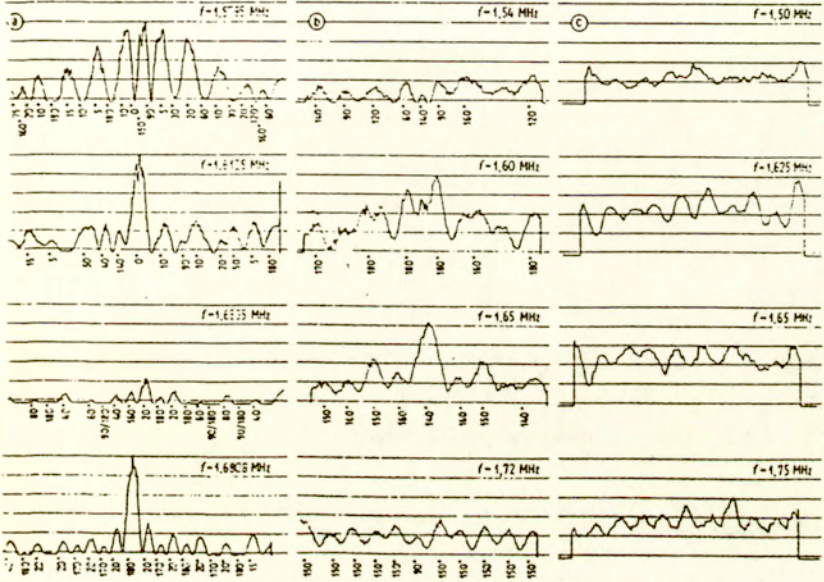
Przyrównując siły sprężystości działające w przetworniku do sił bezwładności otrzymujemy zależność:

$$\rho_p \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.21)$$

gdzie: ρ_p - gęstość materiału piezoelektrycznego.

Różniczkując równanie (2.19) względem x i podstawiając do prawej strony zależności (2.21) otrzymujemy:

$$\rho_p = c^D \frac{\partial S}{\partial x} - h \frac{\partial D}{\partial x} \quad (2.22)$$



Rys. 2.1 Wyniki pomiarów rozkładu przemieszczeń wzdłuż średnicy przetwornika ceramicznego przy pobudzeniu napięciem o częstotliwości w pobliżu rezonansu drgań grubościowych dla różnych obciążeń powierzchni tylnej: a - powietrzem, b - pleksiglasem, c - mieszaniną żywicy epoksydowej z proszkiem wolframowym (różnica fazy $< 5^\circ$). Powierzchnia przednia obciążona powietrzem.

Zakładając, że kierunek pola elektrycznego jest zgodny z kierunkiem propagacji fali, co sprowadza się do warunku braku wolnych ładunków w dielektryku, można skorzystać z zależności:

$$\operatorname{div} D = 0$$

a dla przestrzeni jednowymiarowej

$$(2.23)$$

$$\frac{\partial D}{\partial x} = 0$$

i wprowadzić ją do równania (2.22). Otrzymamy wtedy:

$$\rho_p \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.24)$$

Przyjmując układ przetwornika o grubości d obciążonego obustronnie ośrodkami o impedancjach akustycznych $\rho_a c_a$ i $\rho_b c_b$ (rys.2.2) otrzymamy rozwiązanie równania (2.24) wewnątrz przetwornika w postaci sumy dwóch fal przemieszczeń:

$$u = B_3 e^{-\frac{j\omega x}{c_p}} + B_2 e^{\frac{j\omega x}{c_p}} \quad (2.25)$$

Natomiast w ośrodkach obciążających przetwornik wystąpią fale:

$$u_A = B_1 e^{\frac{j\omega x}{c_a}} \quad (2.26)$$

$$u_B = B_4 e^{-\frac{j\omega x}{c_b}} \quad (2.27)$$

gdzie B_1, B_2, B_3 i B_4 - stałe, które wyznaczymy z warunków brzegowych, c_p, c_a, c_b - prędkości fal w przetworniku (przy $D=\text{const}$) i ośrodkach obciążających.

Warunki brzegowe możemy napisać w postaci:

$$u_A = u \quad \text{dla } x=0 \quad (2.28)$$

$$u_B = u \quad \text{dla } x=d \quad (2.29)$$

$$c_A \frac{\partial u_A}{\partial x} = c^D \frac{\partial u}{\partial x} - hD \quad \text{dla } x=0 \quad (2.30)$$

$$c_B \frac{\partial u_B}{\partial x} = c^D \frac{\partial u}{\partial x} - hD \quad \text{dla } x=d \quad (2.31)$$

Podstawiając wyrażenia (2.25), (2.26), (2.27) do warunków brzegowych (2.28 - 31) oraz przyjmując sinusoidalną zmianę indukcyjności D w czasie z pulsacją ω , otrzymujemy, po przejściu na zapis w postaci funkcji trygonometrycznych, wielkość wypromieniowanej fali prędkości akustycznej w postaci:

$$v_B = \frac{hD \sin \omega t}{\rho_p c_p} \frac{-1 + \cos \frac{\omega d}{c_p} + j m_A \sin \frac{\omega d}{c_p}}{(m_A + m_B) \cos \frac{\omega d}{c_p} + j (1 + m_A m_B) \sin \frac{\omega d}{c_p}} \quad (2.32)$$

gdzie $m_A = \rho_a c_a / \rho_p c_p$, $m_B = \rho_b c_b / \rho_p c_p$.

Impedancję wejściową przetwornika można obliczyć z równania (2.20), całkując go względem x na całej grubości przetwornika:

$$\int_0^d E(x) dx = -h \int_0^d \frac{du}{dx} dx + \frac{1}{\epsilon^s} \int_0^d D dx \quad (2.33)$$

Ponieważ $D=f(x)$, a wyraz po lewej stronie równania (2.33) oznacza napięcie V przyłożone do przetwornika, otrzymujemy:

$$V = -h u_0^d + \frac{d}{\epsilon^s} D \quad (2.34)$$

Określając prąd płynący przez przetwornik w postaci:

$$I = A \frac{dD}{dt} \quad (2.35)$$

gdzie A - powierzchnia przetwornika, dostaniemy wyrażenie na impedancję wejściową przetwornika w postaci:

$$Z_w = \frac{V}{I} = \frac{-h u_0^d}{j\omega DA} + \frac{d}{j\omega A \epsilon^s} \quad (2.36)$$

Występująca tu wielkość:

$$C_0 = \frac{A \epsilon^s}{d} \quad (2.37)$$

jest pojemnością statyczną przetwornika przy założeniu $S=0$.

Ponieważ:

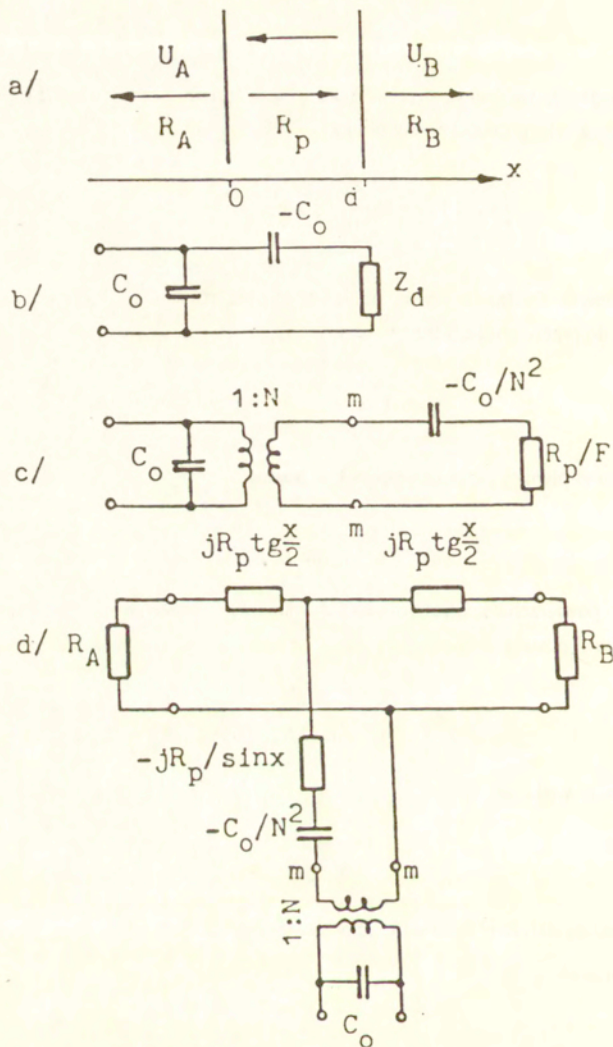
$$v = \frac{du}{dt} \quad (2.38)$$

to:

$$u_0^d = v_0^d \frac{1}{j\omega} \quad (2.39)$$

Wartość v_0^d obliczymy podstawiając warunki brzegowe:

$$\begin{aligned} v(d) &= v_B(d) \\ v(0) &= v_A(0) \end{aligned} \quad (2.40)$$



Rys. 2.2 Układ obciążenia przetwornika piezoelektrycznego - a, schematy zastępcze przetwornika wynikające z zależności (2.44) - b, i (2.46) - c oraz układ Masona - d

Wyrażenie v_{10}^d przybierze zatem postać:

$$v_{10}^d = \frac{hD}{\rho_p c_p} F \quad (2.41)$$

gdzie:

$$F = \frac{2 \left(\cos \frac{\omega d}{c_p} - 1 \right) + j (m_A + m_B) \sin \frac{\omega d}{c_p}}{(m_A + m_B) \cos \frac{\omega d}{c_p} + j (1 + m_A m_B) \sin \frac{\omega d}{c_p}} \quad (2.42)$$

lub, po zastosowaniu prostych przekształceń trygonometrycznych:

$$F = \frac{-\operatorname{tg}^2 \frac{\omega d}{2c_p} + j (m_A + m_B) \operatorname{tg} \frac{\omega d}{2c_p}}{\frac{1}{2} (m_A + m_B) \left(1 - \operatorname{tg}^2 \frac{\omega d}{2c_p} \right) + j (1 + m_A m_B) \operatorname{tg} \frac{\omega d}{2c_p}} \quad (2.43)$$

Uwzględniając wyrażenia (2.27), (2.38), (2.41) w równaniu (2.36) otrzymujemy wyrażenie na impedancję wejściową w postaci:

$$Z_w = \frac{i}{j\omega C_0} \left(1 - \frac{h^2 C_0^2}{j\omega C_0 A \rho_p c_p} F \right) \quad (2.44)$$

Z wyrażenia tego wynika schemat zastępczy przetwornika przedstawiony na rys.2.2b, gdzie:

$$Z_d = \frac{A \rho_p c_p}{h^2 C_0^2} F \quad (2.45)$$

Jeżeli do tego schematu wprowadzimy transformator elektromechaniczny o stosunku zwojów 1:N, gdzie:

$$N = h C_0 \quad (2.46)$$

przyjme on postać jak na rys.2.2c, który jest, z kolei równoważny układowi na rys.2.2d, gdzie:

$$\begin{aligned} R_p &= A \rho_p c_p \\ R_b &= A \rho_b c_b \\ R_a &= A \rho_a c_a \end{aligned} \quad (2.47)$$

są impedancjami mechanicznymi przetwornika i osródków obciążających, a

$$x = \frac{\omega d}{c_p} = \pi \frac{f}{f_m} \quad (2.48)$$

częstotliwością względną odniesioną do częstotliwości rezonansu mechanicznego przetwornika

$$f_m = \frac{c_p}{2d} \quad (2.49)$$

W celu wyznaczenia współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k , wprowadźmy do równania (2.18) wielkości energii sprzężenia, energii sprężystej i energii elektrostatycznej. W tym celu pomnożmy równania (2.19) i (2.20) odpowiednio przez $1/2 S$ i $1/2 D$, wtedy:

$$U_m = \frac{1}{2} h D S \quad (2.50)$$

$$U_d = \frac{1}{2} \frac{D^2}{\epsilon^S} \quad (2.51)$$

$$U_e = \frac{1}{2} c^D S^2 \quad (2.52)$$

Stąd otrzymujemy wyrażenie na współczynnik sprzężenia elektromechanicznego dla drgań grubośćowych k_t w postaci:

$$k_t = \frac{h}{\sqrt{\frac{c^D}{\epsilon^S}}} \quad (2.53)$$

Wprowadzając wyrażenie (2.37) i (2.53) do zależności (2.46) otrzymamy wzór na przekładnię transformatora elektromechanicznego w postaci:

$$N = \frac{A}{d} k_t \sqrt{\epsilon^S c^D} \quad (2.54)$$

Uwzględniając zależności (2.37), (2.47) i (2.48) oraz zależność:

$$c_p = \sqrt{\frac{c^D}{\rho}} \quad (2.55)$$

otrzymujemy:

$$N = k_t \sqrt{2 f_m C_0 R_p} \quad (2.56)$$

Rozpatrzmy układ zastępczy Masona (rys.2.2d) dla przetwornika obciążonego symerycznie, czyli $R_A=R_B$. Wtedy elektryczna impedancja wejściowa (rys.2.2b) przedstawia sobą równoległe połączenie pojemności C_0 i impedancji Z_R składającej się z trzech członów - ujemnej pojemności C_0 , $R_B/2N^2$ oraz

$$Z_m = -\frac{jR_p}{N^2} \left(\frac{1}{\sin x} - \frac{1}{2} \operatorname{tg} \frac{x}{2} \right) \quad (2.57)$$

a po uwzględnieniu (2.56) i po przekształceniu

$$Z_m = -j \frac{1}{\omega C_0 k_t^2} \frac{\pi f}{2f_m} \operatorname{ctg} \frac{\pi f}{2f_m} \quad (2.58)$$

Przekształcając wyrażenie na impedancję gałęzi szeregowej:

$$Z_R = j \frac{1}{\omega C_0} + Z_m + \frac{R_B}{2N^2} \quad (2.59)$$

dostajemy:

$$Z_R = \frac{R_B}{2N^2} + j \frac{1}{\omega C_0} \left(1 - \frac{1}{k_t^2} \frac{\pi f}{2f_m} \operatorname{ctg} \frac{\pi f}{2f_m} \right) \quad (2.60)$$

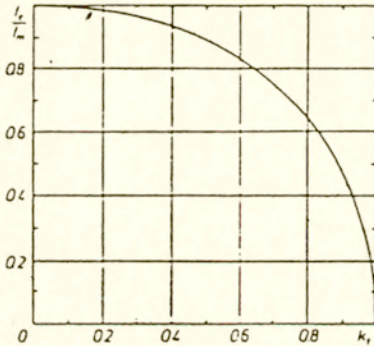
Z powyższej zależności widać, że część urojona impedancji Z_R równa się zero dla częstotliwości f_e , nazywanej dalej częstotliwością rezonansu elektrycznego, dla której spełniony jest warunek:

$$k_t^2 = \frac{\pi f_e}{2f_m} \operatorname{ctg} \frac{\pi f_e}{2f_m} \quad (2.61)$$

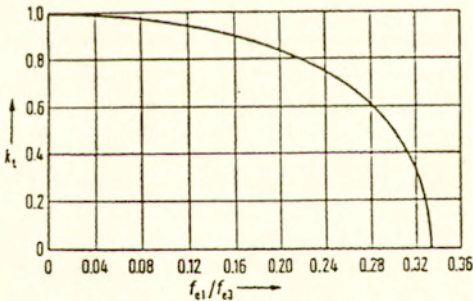
Dla akustycznych obciążeń niesymetrycznych część urojona impedancji równa się zero dla częstotliwości różnych od f_e , ale różnice te są do pominięcia w przypadku, gdy suma impedancji akustycznych obciążeń jest mniejsza od impedancji przetwornika, co ma zawsze miejsce w głowicach ultrasonograficznych [16].

Jak widać, częstotliwość rezonansu elektrycznego przetwornika jest funkcją współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t . Zależność ta została przedstawiona na rysunku 2.3.

Równość (2.61) spełniona jest również dla częstotliwości owertonowych (są one bliskie, szczególnie dla małych współczynników k_t , nieparzystym harmonicznym), co zostało wykorzystane przez autorkę do opracowania metody wyznaczania współczynnika k_t [52-57] ze stosunku częstotliwości owertonowych (rys.2.4)

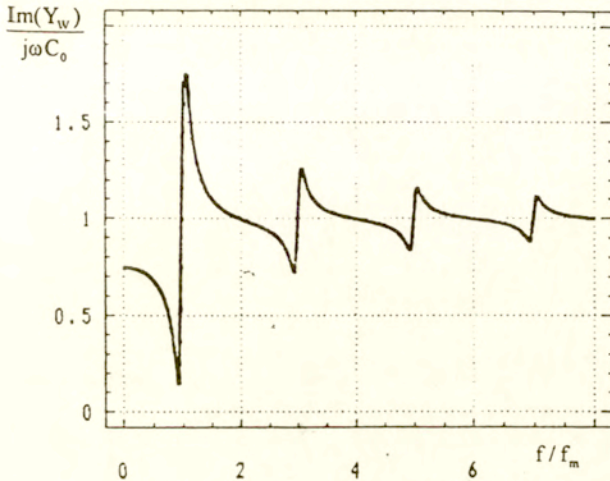


Rys. 2.3
Zależność stosunku częstotliwości rezonansu elektrycznego f_e do mechanicznego f_m od współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t .



Rys. 2.4
Zależność współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t od stosunku częstotliwości owertonowych f_{e1} i f_{e3} .

Z zależności (2.60) i obliczenia impedancji wejściowej (równoległe połączenie pojemności C_0 i impedancji szeregowej Z_R) wynika, że dla parzystych wielokrotności f_m część urojona impedancji wejściowej składa się jedynie z pojemności C_0 . Jest to intuicyjnie zrozumiałe, gdyż dla tych częstotliwości przetwornik nie drga i przedstawia sobą pojemność (rys.2.5). Stąd też wynika fakt, że pomiar pojemności C_0 i wyznaczenie stałej dielektrycznej ϵ^S powinno być przeprowadzane dla parzystych wielokrotności f_m [50-52].



Rys 2.5 Stosunek części urojonej impedancji wejściowej do impedancji pojemności statycznej w funkcji stosunku częstotliwości do częstotliwości rezonansu mechanicznego f/f_m

2.3. Rezonansowy schemat zastępczy przetwornika

Admitancja wejściowa przetwornika stanowi równoległe połączenie pojemności C_0 i impedancji Z_R (rys. 2.2) opisanej zależnością (2.60), czyli:

$$Y_w = 1/Z_R + j\omega C_0 \quad (2.62)$$

Admitancje Y_w przedstawiono na rys.2.6. Można zauważyć, że admitancja gałęzi szeregowej (opisującej część akustyczną przetwornika) jest kołem o średnicy $2N^2/R_B$. Dla obciążenia niesymetrycznego koło to ulega pewnej deformacji, pomijalnej jednak dla obciążen stosowanych w ultrasonografii [16]. Wynika stąd fakt, że admitancja ma charakter zbliżony do admitancji szeregowego układu rezonansowego. Na rysunku pokrywa się ona z przebiegiem admitancji szeregowego układu rezonansowego, którego parametry zostały wyznaczone tak, aby admitancje dla częstotliwości rezonansowej f_c i dobrocie gałęzi szeregowej Q_a były takie same. Z powyższego wynika układ zastępczy przetwornika w postaci jak na rys. 2.7a.

Przyjmując przybliżone wyrażenie opisujące stosunek częstotliwości rezonansu elektrycznego i mechanicznego w postaci [42]:

$$\frac{f_c}{f_m} = \sqrt{1 - \frac{8k_i^2}{\pi^2}} \quad (2.63)$$

można wyznaczyć parametry szeregowego układu rezonansowego:

$$\begin{aligned} R' &= \frac{1}{8k_i^2 f_c C_0} \frac{R_A + R_B}{R_p} \\ C' &= \frac{8C_0 k_i^2 / \pi^2}{1 - 8k_i^2 / \pi^2} \\ L' &= 1/2\pi f_c C' \end{aligned} \quad (2.64)$$

Układ zastępczy przetwornika dla obciążeń $(R_A + R_B) \ll R_p$ można też przedstawić w postaci układu rezonansu równoległego [42] (rys.2.7b), gdzie:

$$\begin{aligned} R'' &= \frac{4k_i^2}{\pi \omega_m C_0} \frac{R_p}{R_A + R_B} \\ C'' &= \frac{\pi^2 C_0}{8k_i^2} \\ L'' &= \frac{8k_i^2}{\pi^2 C_0 \omega_m^2} \end{aligned} \quad (2.65)$$

Oczywiście, układy te są wygodne do obliczania zależności energetycznych, lecz nie nadają się do badania przebiegów czasowych. Z układu rezonansu szeregowego łatwo się wyznacza dobroć akustyczną, a z układu rezonansu równoległego dobroć elektryczną:

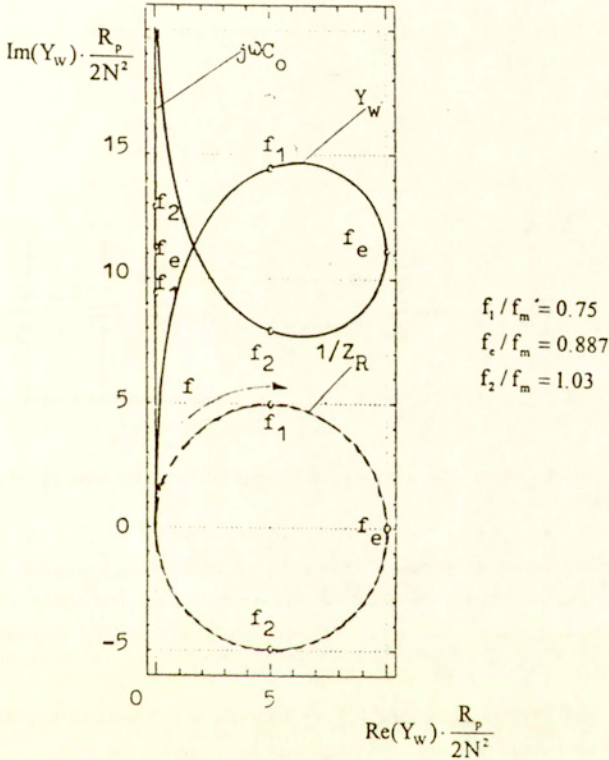
$$\begin{aligned} Q_s &= \frac{1}{2\pi f_c C' R'} \\ Q_e &= \frac{1}{2\pi f_m C_0 R''} \end{aligned} \quad (2.66)$$

Uwzględniając wyrażenia (2.64) dobroć akustyczną możemy wyrazić w postaci:

$$Q_s = \frac{\pi(1 - 8k_i^2 / \pi^2)}{2} \frac{R_p}{R_A + R_B} \approx \frac{\pi}{2} \frac{R_p}{R_A + R_B} \quad (2.67)$$

natomiast uwzględniając wyrażenia (2.65) dobroć elektryczną możemy wyrazić w postaci:

$$Q_e = \frac{\pi}{4k_1^2} \frac{R_A + R_B}{R_p} \quad (2.68)$$



Rys. 2.6. Elektryczna admittance wejściowa (podzielona przez $2N^2/R_B$) przetwornika ($k_1=0.5$) obciążonego symetrycznie impedancją akustyczną $R_B=0.2R_p$ (admittancja $1/Z_R$ pokrywa się z kołem admittance szeregowego obwodu rezonansowego C', L', R' - rys. 2.5)

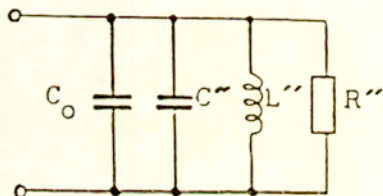
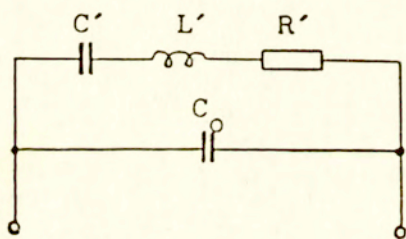
Powyższe zależności umożliwiają wyznaczenie optymalnego obciążenia akustyczne przetwornika. Souquet [97] wyprowadził wzory na impedancje akustyczne warstw

dopasowujących (patrz rozdz.4), przyjmując, że optymalne pasmo przetwornika dostajemy, gdy dobroci - akustyczna i elektryczna są sobie równe, z czego wynika:

$$\frac{R_A + Z_B}{R_p} = \sqrt{2} k_t,$$

a stąd: (2.69)

$$Q_c = Q_a = \frac{\pi}{2\sqrt{2} k_t}$$



Rys. 2.7. Układy zastępcze przetwornika: rezonansu szeregowego (na lewo) i rezonansu równoległego (na prawo)

Schemat zastępczy w postaci rezonansowego układu równoległego jest praktyczny do analizy pracy przetwornika przy częstotliwościach owertonowych. Łączymy wtedy w szereg układy rezonansów równoległych, z których każdy odpowiada jednej częstotliwości owertonowej [40], [42].

Z zależności (2.64) wynika prosta metoda wyznaczania współczynnika k_t z krzywej admitancji wejściowej, stosowana w Zakładzie Ultradźwięków, a mianowicie:

1. wyznaczenie częstotliwości kwadrantowych i rezonansu elektrycznego i obliczenie dobroci:

$$Q_e = \frac{f_c}{f_2 - f_1}$$

2. wyznaczenie pojemności gałęzi rezonansu elektrycznego:

$$C' = \frac{1}{2\pi f_c R' Q_e}$$

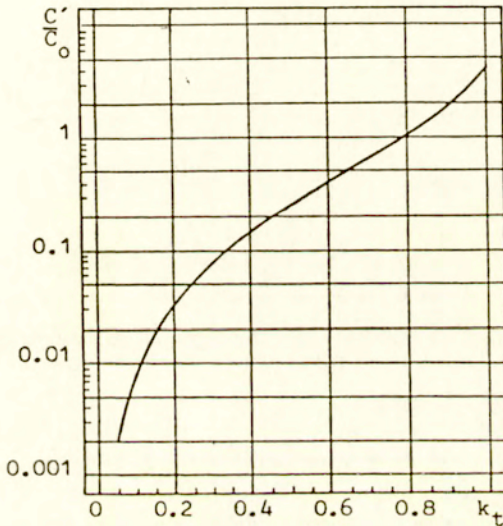
gdzie: $R' = 1 / \text{Real}[Y_w(f_c)]$

3. wyznaczenie pojemności równoległej:

$$C_0 \approx \frac{\text{Im}[Y(f_e)]}{2\pi f_e}$$

(lub dokładniej mierząc admitancję dla parzystych wielokrotności f_m , o ile można pominąć wpływ przewodów doprowadzających dla wyższych częstotliwości)

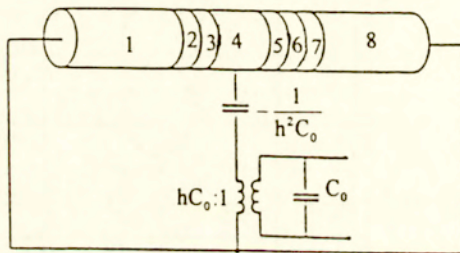
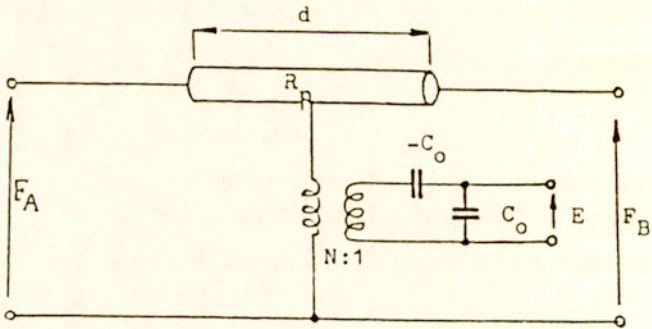
4. wyznaczenie ze stosunku C'/C_0 (rys. 2.8.) współczynnika k_t .



Rys. 2.8. Zależność stosunku C'/C_0 od współczynnika k_t wg wzoru (2.64)

2.4. Schemat zastępczy przetwornika według Filipczyńskiego-Redwooda

Schemat zastępczy przetwornika według Filipczyńskiego-Redwooda [14], [15], [80] jest omianą schematu Masona. (rys. 2.9-góra). Część przetwornika (zawierająca impedancje $jR_p \text{tg}(\cdot/2)$ i $-jR_p/\text{sin}x$ potraktowana jest tu jak linia długa o impedancji charakterystycznej R_p i długości d . Układ ten jest bardzo dogodny przy obliczaniu impulsów odbitych dla pobudzenia bardzo krótkimi impulsami, szczególnie gdy są one krótsze niż czas przejścia fali przez przetwornik [42]. Filipczyński [15] zastosował ten układ do obliczenia odpowiedzi transjentowej, a Collie i Player rozwinęli go, wprowadzając linie długie reprezentujące ośrodki obciążające przetwornik i warstwy akustyczne [9] (rys. 2.9 - dół).



Rys 2.9 Schemat zastępczy przetwornika według Filipczyńskiego-Redwoda (góra) i Collie (dół) (4 - przetwornik, 1,8 - ośrodki nieskończone, 2,3,5,6,7 - elektrody, warstwy klejące, warstwy dopasowujące)

2.5. Schemat zastępczy przetwornika KLM

W ostatnim dwudziestolecu wielu autorów stosuje schemat zastępczy przetwornika zwany od pierwszych liter nazwisk twórców (Krimholtz, Leedom, Matthaiei) układem KLM [47]. W modelu tym przetwornik traktowany jest jak dwie linie długie łączące się z wejściem elektrycznym w połowie jego grubości, o długościach równych $d/2$ (rys.2.10). Przekładnia transformatora elektromechanicznego opisana jest wzorem:

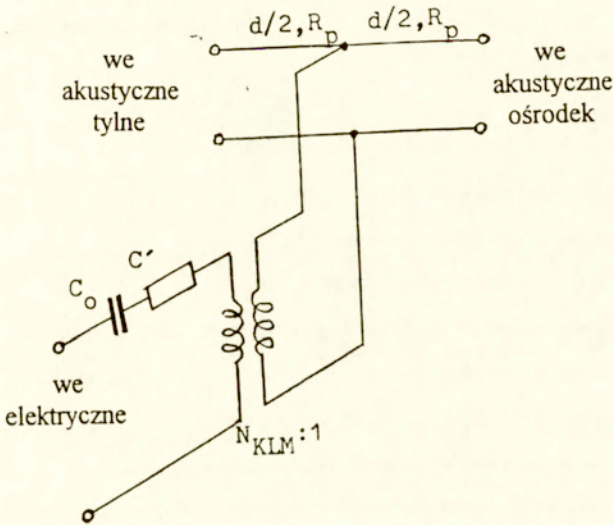
$$N_{KLM} = k_1 \sqrt{\pi / \omega_0 C_0 R_p} \operatorname{sinc}(\pi \omega / 2 \omega_0) \quad (2.70)$$

gdzie: $\omega_0 = \pi c_p / d$,

natomiast dodatkowa reaktancja może być modelowana za pomocą zmiennej pojemności

$$C' = -(C_0 / k_t^2) \operatorname{sinc}(\pi \omega / \omega_0) \quad (2.71)$$

Model KLM umożliwia więc zastosowanie równań linii długich do analizy układu pod kątem optymalizacji elektrycznego i akustycznego dopasowania przetwornika. DeSilets oparł się na modelu KLM obliczając parametry akustycznych warstw (które należy traktować jak linie długie) dopasowujących przetwornik do ośrodka badanego [93], [94].



Rys.2.10. Schemat zastępczy przetwornika KLM

Niewątpliwie model ten ma szereg zalet i pozwala, według autorów go stosujących, na intuicyjne przewidywanie wpływu zmiany niektórych parametrów na pracę głowicy ultradźwiękowej. Ma on jednak jedną zasadniczą wadę, a mianowicie przekładnia transformatora elektromechanicznego jest funkcją częstotliwości (2.70), a częstotliwością odniesienia jest częstotliwość rezonansu mechanicznego, podczas gdy maksimum drgań przetwornika występuje zaś dla częstotliwości rezonansu elektrycznego, który jest funkcją współczynnika k_t , a co omówiono dalej. W tym miejscu należy tylko zaznaczyć, że DeSilets [93] co prawda zauważył, że optymalna grubość warstwy dopasowującej znaleziona doświadczalnie różni się o kilka procent od obliczonej, lecz nie potrafił tego wyjaśnić.

2.6. Zmodyfikowany schemat zastępczy głowicy

Zmodyfikowany schemat zastępczy układów nadawczo-odbiorczych głowic ultradźwiękowych przedstawiono na rys.2.11. Przeniesiono w nim wszystkie wielkości opisujące zachowanie się głowicy na stronę mechaniczną transformatora elektromechanicznego oraz wprowadzono parametry **względne** [58-67]:

- częstotliwość $x = \pi f/f_m$
- impedancja akustyczna przetwornika równa 1 ($= R_p/R_p$), gdzie $R_p = A \rho_p c_p$
- impedancja pojemności statycznej C_o (po stronie mechanicznej transformatora elektromechanicznego)

$$[-1/(\omega C_o)] N^2 / R_p = -k_t^2/x$$

- oporność strat dielektrycznych $R_c = (k_t^2/x) / \text{tg} \delta_e$
- oporność strat mechanicznych $R_m = W_m \text{tg} \delta_m$
- oporność akustyczna obciążenia tylnego $R_a = A \rho_a c_a / R_p$
- oporność akustyczna ośrodka badanego $R_b = A \rho_b c_b / R_p$
- oporność akustyczna pierwszej warstwy dopasowującej $R_{01} = A \rho_{01} c_{01} / R_p$
- oporność akustyczna drugiej warstwy dopasowującej $R_{02} = A \rho_{02} c_{02} / R_p$
- grubość pierwszej warstwy dopasowującej $n = d_{01} / \lambda_{e01}$
- grubość drugiej warstwy dopasowującej $p = d_{02} / \lambda_{e02}$
- impedancja charakterystyczna kabla $R'_c = R_c / Z_e$
- długość kabla $\Phi_c = l_c / \lambda_{e1}$
- impedancja charakterystyczna przewodów doprowadzających $R'_{cw} = R_{cw} / Z_e$
- długość przewodów doprowadzających $\Phi_{cw} = l_{cw} / \lambda_{e1}$
- impedancja nadajnika $R'_t = R_t / Z_e$
- impedancja odbiornika $R'_r = R_r / Z_e$
- oporność bocznikująca $R'_{be} = R_{be} / Z_e$
- impedancja cewki równoległej (po stronie mechanicznej transformatora elektromechanicznego) $Z'_m = Z_m N^2 / R_p$

$$Z'_m = k_t^2 x / \pi^2 m^2$$

gdzie:

- indukcyjność względna cewki równoległej m
- impedancja cewek szeregowych (po stronie mechanicznej transformatora elektromechanicznego) $Z'_1 = Z_1 N^2 / R_p$

$$Z'_1 = k_t^2 x_l^2 / \pi^2$$

gdzie:

- indukcyjność względna cewki szeregowej l
- nadawcza funkcja przenoszenia $H_t = h_t / N$
- odbiorcza funkcja przenoszenia $H_r = h_r N$
- nadawczo-odbiorcza funkcja przenoszenia $H = h$
- siła akustyczna promieniowana przez przetwornik $F_t = E'_t H_t$

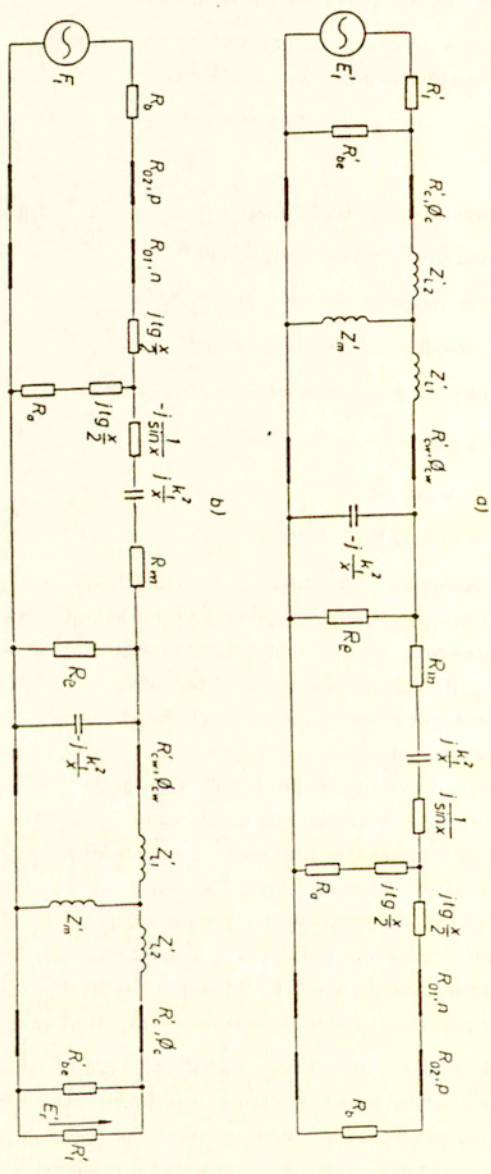
gdzie: $N^2 = 2 k_t^2 f_m C_0 R_p$

$$C_0 = A \epsilon_0 \epsilon_r / d$$

$$Z_e = 1 / \text{Real}[Y(f_c)]$$

C_0 - pojemność statyczna przetwornika, N - przekładnia transformatora elektromechanicznego, $Y(f_c)$ - admitancja elektryczna głowicy (bez kabla, przewodów doprowadzających, obwodu kompensacyjnego) dla częstotliwości rezonansu elektrycznego głowicy, $\rho_p, \rho_a, \rho_b, \rho_{01}, \rho_{02}$ - gęstości odpowiednio - przetwornika, ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika, ośrodka badanego i warstw dopasowujących, $c_p, c_a, c_b, c_{01}, c_{02}$ - prędkości odpowiednio - przetwornika, ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika, ośrodka badanego i warstw dopasowujących, A - powierzchnia, d - grubość przetwornika, ϵ_r - względna stała dielektryczna, ϵ_0 - stała dielektryczna w próżni, f_m - częstotliwość rezonansu mechanicznego, f_c - częstotliwość rezonansu elektrycznego, d_{01}, d_{02} - grubości warstw dopasowujących, $\lambda_{e01}, \lambda_{e02}$ - długości fal akustycznych w warstwach dopasowujących dla częstotliwości rezonansowej, l_c, l_{cw} - długości odpowiednio - kabla i przewodów doprowadzających, λ_{e1} - długość fal elektromagnetycznych w kablu lub przewodach doprowadzających, E_t - napięcie nadawcze, E_r - napięcie impulsu odbitego, h_t, h_r, h - funkcje przenoszenia odpowiednio - nadawcza, odbiorcza i nadawczo-odbiorcza.

Jak wynika z powyższego, zarówno impedancje akustyczne - ośrodka badanego, obciążnika i warstw dopasowujących jak i pojemność statyczną i obwód kompensacyjny (po przeniesieniu na mechaniczną stronę transformatora elektromechanicznego) znormalizowano względem impedancji akustycznej przetwornika, natomiast impedancje elektryczne - kabla, przewodów doprowadzających, opornika bocznikującego, nadajnika i odbiornika

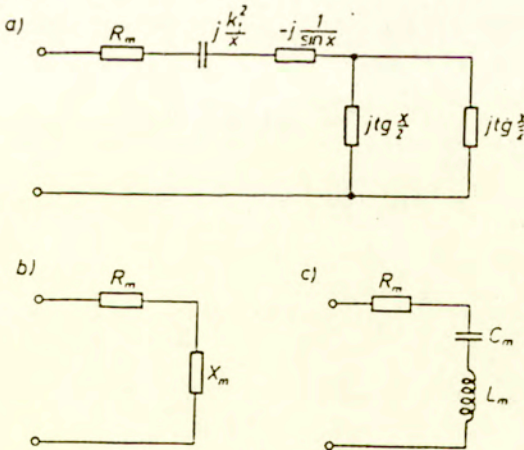


Rys. 2.11 Schemat zastępczy głowicy ultradźwiękowej: a - nadawczej; b - odbiorczej (opis parametrów w tekście)

znormalizowano względem impedancji elektrycznej głowicy Z_e . Częstotliwość została znormalizowana względem częstotliwości rezonansu mechanicznego, grubości warstw dopasowujących względem długości fal akustycznych, a długości kabli i przewodów doprowadzających względem długości fali elektromagnetycznej.

3. STRATY MECHANICZNE I DIELEKTRYCZNE W PRZETWORNIKU

Od kilkunastu lat piezoelektryczne materiały polimerowe, takie jak PVDF stosowane są w konstrukcji hydrofonów do pomiarów rozkładu pola ultradźwiękowego w cieczy [50], a także coraz częściej w ultrasonografii jako przetworniki odbiorcze [34]. Charakteryzują się one dobrym dopasowaniem akustycznym do cieczy i dużą sprawnością odbiorczą w szerokim zakresie częstotliwości. Ze względu jednak na swoje parametry akustyczne - duże straty dielektryczne i mechaniczne, mały współczynnik k_t i małą stałą dielektryczną ϵ_r folie polimerowe nie były stosowane jako przetworniki nadawcze. W związku jednak z rozwojem mikrosoneografii np. do badań skóry i oczu gdzie zakres stosowanych częstotliwości przesunął się o rząd wielkości w górę oraz ze względu na stosowanie nowych metod ultrasonograficznych wymagających szerokiego pasma przenoszenia, folie te cieszą się coraz większym zainteresowaniem konstruktorów głowic nadawczo-odbiorczych [6],[7],[46], [48], [49],[92]



Rys. 3.1. Schemat zastępczy mechanicznej gałęzi przetwornika nieobciążonego: a i b - zgodnie układem Masona, c - blisko rezonansu elektrycznego

Przy projektowaniu głowic z folii PVDF nie można pominąć strat dielektrycznych i mechanicznych. Niektórzy autorzy [96] wprowadzają do układów zastępczych przetwornika Masona i KLM parametry w postaci wielkości zespolonych. W układzie tutaj proponowanym oparto się jednak na wynikach pomiarów i modelowania podanych przez L.F. Browna i D.L. Carlsona [6], [46]. Autorzy ci zaproponowali uwzględnienie strat, i to zarówno dielektrycznych jak i mechanicznych w postaci oporności skupionych, opisywanych za pomocą tangensów strat - $\text{tg}\delta_e$ i $\text{tg}\delta_m$. Uzyskane przez nich wyniki pomiarów impedancji folii piezoelektrycznych pokryły się z dokładnością 1% z wynikami obliczeń zaproponowanego przez nich modelu. Dlatego, analogicznie do propozycji Browna i Carlsona straty dielektryczne i mechaniczne wprowadzono do układu jako oporności R_e i R_m .

Straty dielektryczne opisane są za pomocą $\text{tg}\delta_e$ który jest definiowany jako stosunek prądów w gałęziach - z pojemnością C_0 i opornością strat R_e , a stąd:

$$\text{tg}\delta_e = \frac{1}{R_e \omega C_0} \quad (3.1)$$

Ponieważ w układzie tutaj omawianym impedancja pojemności statycznej wynosi $\frac{k_1^2}{x}$,

oporność strat dielektrycznych wyrazi się jako:

$$R_e = \frac{k_1^2}{x \text{tg}\delta_e} \quad (3.2)$$

W celu wprowadzenia elementu R_m opisującego straty mechaniczne, rozważmy mechaniczną impedancję przetwornika nieobciążonego ($R_a=R_b=0$). Schemat zastępczy przetwornika przyjmie wtedy postać jak na rys. 3.1.a i b. Impedancję mechaniczną możemy więc wyrazić jako:

$$Z_M = R_m + jX_M \quad (3.3)$$

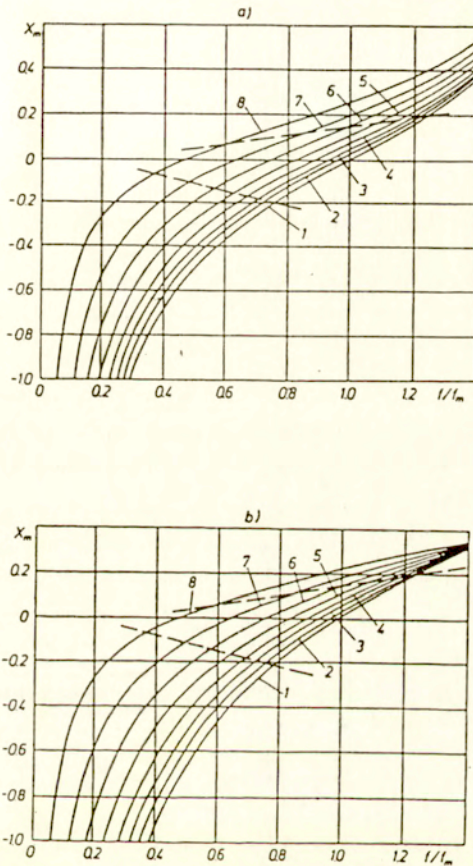
gdzie

$$X_M = \frac{k_1^2}{x} - \frac{1}{\sin x} + \frac{1}{2} \text{tg} \frac{x}{2} = \frac{k_1^2}{x} - \frac{1}{2} \text{ctg} \frac{x}{2} \quad (3.4)$$

Rezonans elektryczny przetwornika występuje dla częstotliwości, dla której $X_M = 0$, czyli gdy spełniony jest warunek:

$$k_1^2 = \frac{x_c}{2} \text{ctg} \frac{x_c}{2} \quad (3.5)$$

gdzie $x_c = \pi f_c / f_m$, f_c - częstotliwość rezonansu elektrycznego.



Rys.3.2. Zależności części urojonej względnej mechanicznej impedancji przetwornika nieobciążonego od stosunku częstotliwości do częstotliwości rezonansu mechanicznego f/f_m obliczonych: a - ze schematu zastępczego Masona (wzór 3.4) i b - z układu rezonansu szeregowego (wzór 3.9) dla: 1 - $k_t = 0.1$, 2 - $k_t = 0.3$, 3 - $k_t = 0.4$, 4 - $k_t = 0.5$, 5 - $k_t = 0.6$, 6 - $k_t = 0.7$, 7 - $k_t = 0.8$, 8 - $k_t = 0.9$. Liniami przerywanymi zaznaczono pasmo częstotliwości $\Delta f/f_c = 0.5$

Blisko częstotliwości rezonansu elektrycznego impedancja mechaniczna przetwornika może być z dużą dokładnością przedstawiona jako szeregowy układ rezonansowy R_m, C_m, L_m (Rys.3.1c). Wtedy:

$$X_M = \omega L_m - \frac{1}{\omega C_m} \quad (3.6)$$

Dobroć tego układu wynosi:

$$Q_m = \frac{1}{R_m \omega_e C_m} \quad (3.7)$$

gdzie $\omega_e = 2\pi f_e$ i stąd:

$$\omega_e = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (3.8)$$

$$X_M = \frac{1}{C_m \omega_e} \left(\frac{\omega}{\omega_e} - \frac{\omega_e}{\omega} \right) \quad (3.9)$$

Na rys.3.2 przedstawiono wyniki obliczeń wartości X_M ze wzorów (3.4) i (3.9). Obliczenia przeprowadzone były przy założeniu równości X_M dla częstotliwości x_e i $1.25 x_e$. Jak widać krzywe te są niemal identyczne w zakresie częstotliwości względnego pasma częstotliwości $\Delta f/f_e \approx 0.5$.

Przyjmijmy za L.F. Brownem i D.L. Carlsonem, że współczynnik Q_m jest niezależny od częstotliwości i równy odwrotności tangensa kąta strat mechanicznych, czyli:

$$Q_m = \frac{1}{\text{tg}\delta_m} \quad (3.10)$$

Z równości (3.4), (3.5) i (3.10) możemy otrzymać wyrażenie opisujące straty mechaniczne:

$$R_m = W_m \text{tg}\delta_m \quad (3.11)$$

gdzie

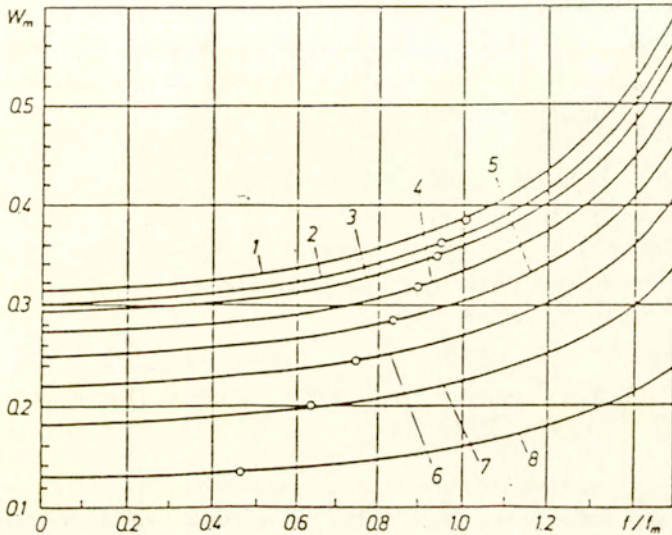
$$W_m = \frac{X_m(x)}{\frac{x}{x_e} - \frac{x_e}{x}}$$

gdzie:

$$X_m = \frac{1}{2} \left(\frac{x_e}{x} \text{ctg} \frac{x_e}{2} - \text{ctg} \frac{x}{2} \right) \quad (3.12)$$

Jak widać z równania (3.12), współczynnik W_m jest funkcją częstotliwości, a stąd, (wzór (3.5)), i współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t . Na rys.3.3. przedstawiono wykresy współczynnika W_m w funkcji częstotliwości względnej dla różnych wartości k_t .

Kółeczkami zaznaczono stosunek częstotliwości rezonansu elektrycznego do mechanicznego (f_e/f_m).



Rys.3.3. Zależność współczynnika W_m (opisanego równością 3.12) od stosunku częstotliwości do częstotliwości rezonansu mechanicznego f_m dla: 1 - $k_t = 0.1$, 2 - $k_t = 0.3$, 3 - $k_t = 0.4$, 4 - $k_t = 0.5$, 5 - $k_t = 0.6$, 6 - $k_t = 0.7$, 7 - $k_t = 0.8$, 8 - $k_t = 0.9$. Kółeczkami zaznaczono stosunek częstotliwości f_e/f_m .

4. AKUSTYCZNE WARSTWY DOPASOWUJĄCE

Impedancja akustyczna przetworników, szczególnie z ceramiki typu PZT (34 MRayl), jest znacznie większa od impedancji ośrodka badanego, czyli tkanek miękkich (1.5 MRayl). Powoduje to niedopasowanie akustyczne przetwornika do badanego ośrodka oraz, ze względu na wąkie pasmo przenoszenia głowicy, znaczne wydłużenie impulsów odbitych. Ponieważ pasmo to jest proporcjonalna do stosunku sumy impedancji akustycznych ośrodków obciążających dwie powierzchnie przetwornika i impedancji przetwornika, w celu zapewnienia odpowiedniej jego szerokości, stosuje się silne obciążenie tylnej powierzchni przetwornika, co z kolei powoduje stratę energii akustycznej. W celu polepszenia dopasowania akustycznego stosuje się pomiędzy badanym ośrodkiem i przetwornikiem warstwy dopasowujące.

W schemacie na rys.2.11 akustyczne warstwy dopasowujące opisane są za pomocą pary parametrów - względnych impedancji akustycznych R_{01} i R_{02} (analogicznych do impedancji charakterystycznej linii długiej) i względnych grubości \underline{n} i \underline{p} (analogicznych do stałej fazowej linii β).

W pracy zbadano wpływ zarówno grubości jak i impedancji akustycznej warstw na impulsy odbite od idealnego reflektora oraz na admitancję elektryczną głowicy. Do dalszej dyskusji przyjęto następujące założenia:

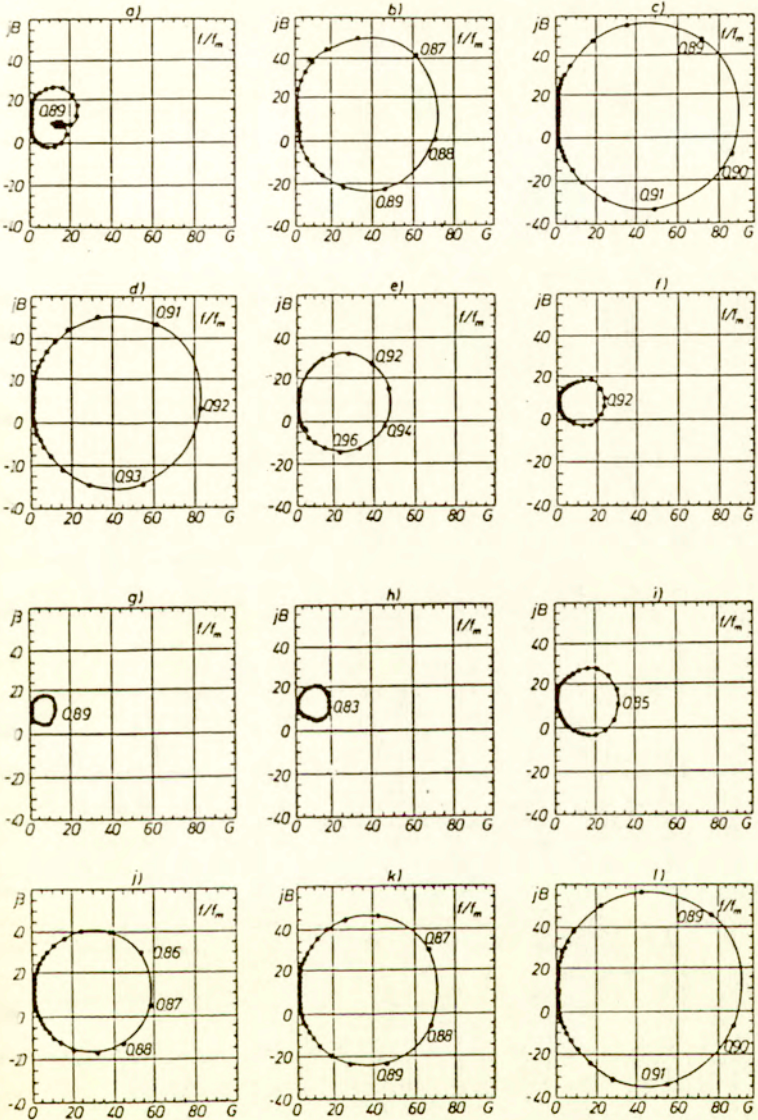
- przetwornik z ceramiki typu PZT ($k_t=0.5$),
- badany ośrodek - woda ($R_b=0.044$),
- brak obciążenia tylnej powierzchni przetwornika ($R_a=0$),
- oporności nadajnika i odbiornika $R'_t=0.01$, $R'_r=10$,
- pobudzenie impulsem Diraca $E'_t = \delta(t)$.

4.1. Wpływ grubości warstw na admitancję głowicy i impuls odbity

W piśmiennictwie przyjmuje się zwykle, że akustyczna warstwa dopasowująca ma grubość równą ćwierć długości fali obliczaną dla częstotliwości rezonansu mechanicznego f_m . DeSilets [93], [94] zauważył, że optymalne impulsy uzyskuje się dla warstw o grubości większych o około 4-10% od $\lambda_{m01}/4$. Można to wytłumaczyć faktem przesunięcia częstotliwości rezonansu elektrycznego przetwornika w kierunku częstotliwości mniejszych zależnie od współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t (Rys.2.3) [59], [62].

Na rys.4.1 przedstawiono wykresy względnej admitancji elektrycznej obliczonej dla przetwornika z PZT, bez obciążenia tylnej powierzchni, z pojedynczą warstwą dopasowującą o impedancji obliczonej według wzorów podanych przez DeSiletsa (por. rozdz.4.2) o różnej grubości, natomiast na rys.4.3 odpowiednio dla tych samych przypadków impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie.

Jak widać, dla grubości warstwy równej wielokrotności $\lambda_{e01}/2$ zarówno admitancje jak i impulsy odbite są zbliżone do wartości otrzymywanych dla przetwornika bez warstw (por. rys.4.1 c i l oraz rys.4.2 c i l). Koło admitancji jest dla tych przypadków największe, a amplituda impulsu najmniejsza. Wprowadzenie warstwy dopasowującej o innej grubości niż wielokrotność $\lambda_{e01}/2$ powoduje zmniejszenie admitancji elektrycznej (zwiększenie impedancji) oraz powiększenie amplitudy i skrócenie impulsu odbitego.



Rys. 4.1. Admitycja względna obliczona dla przetwornika PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z pojedynczą warstwą ćwierćfalową o impedancji akustycznej obliczonej wg DeSiletsa ($R_{01}=0.125$) i o różnej grubości względnej:

a - $n=0.75$ ($d_{01}=3/4 \lambda_{c01}$)

b - $n=0.6$

c - $n=0.5$ ($d_{01}=\lambda_{c01}/2$)

d - $n=0.44$ ($d_{01}=\lambda_{m01}/2$)

e - $n=0.35$

f - $n=0.3$

g - $n=0.25$ ($d_{01}=\lambda_{c01}/4$)

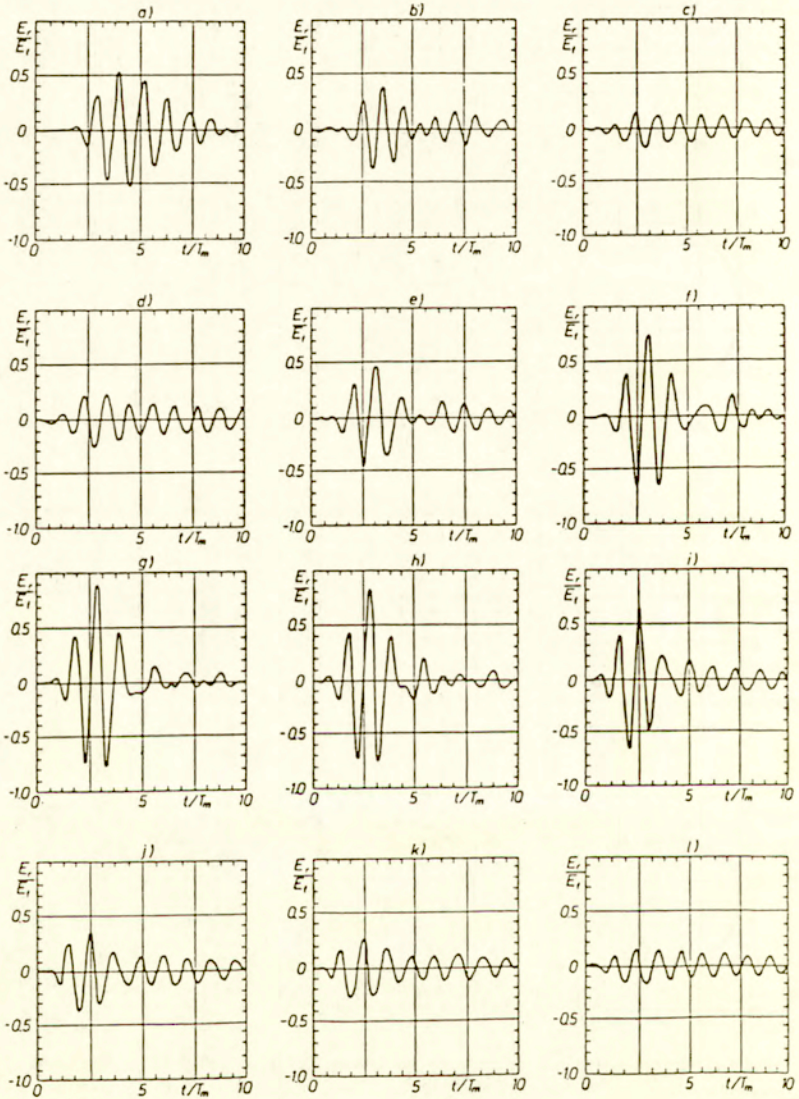
h - $n=0.22$ ($d_{01}=\lambda_{m01}/4$)

i - $n=0.18$

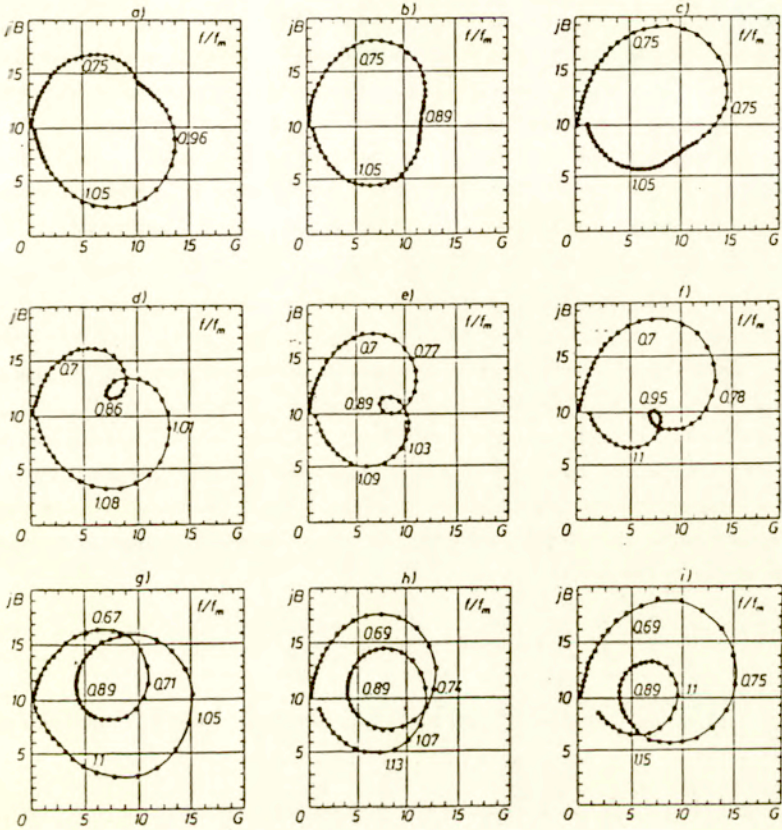
j - $n=0.12$

k - $n=0.09$

l - bez warstwy



Rys. 4.2. Impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika i warstw jak na rys. 4.1. Pojemność statyczna C_0 przy częstotliwości f_c skompensowana jest indukcyjnością równoległą ($m=0.89$).



Rys. 4.3 Względna admytancja obliczona dla przetwornika PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z akustyczną warstwą dopasowującą o impedancji akustycznej obliczonej zgodnie ze wzorami DeSiletsa ($R_{01}=0.122$, góra), Souqueta ($R_{01}=0.153$, środek) i Czebyszewa ($R_{01}=0.207$, dół) o grubości:

- a, d, g - $\lambda_{e01}/4 + 5\%$
- b, e, h - $\lambda_{e01}/4$ ($n=0.25$)
- c, f, i - $\lambda_{e01}/4 - 5\%$

Dla grubości warstwy zbliżającej się do nieparzystej wielokrotności $\lambda_{e01}/4$ admytancja zmniejsza się przybierając wartość minimalną dla $\lambda_{e01}/4$ (rys. 4.1. a i g). Impulsy odbite osiągają wtedy wartość maksymalną, a czas ich trwania minimalną. Należy przy tym zauważyć, że admytancja dla grubości warstwy równej $\lambda_{e01}/4$ jest mniejsza niż dla $\lambda_{m01}/4$, natomiast trudno jest zauważyć dla tych przypadków znamiennej różnicę między impulsami odbitymi. Fakt ten pozwolił na opracowanie metody wykonywania warstwy o optymalnej

grubości polegającej na automatycznym pomiarze admitancji przetwornika podczas szlifowania warstwy [60-62]. Na rys.4.3. przedstawiono wykresy admitancji przetworników z PZT z pojedynczą warstwą dopasowującą o impedancji akustycznej obliczanej według różnych wzorów (patrz rozdz.4.2) i o grubościach równych $\lambda_{e01}/4$ oraz $\lambda_{e01}/4 \pm 5\%$. Jak widać dla grubości $\lambda_{e01}/4$ wszystkie krzywe admitancji, i co zasługuje na podkreślenie - niezależnie od akustycznej admitancji warstwy, stają się symetryczne względem osi poziomej. Przy różnicach wynoszących zaledwie 5% symetria ta zostaje wyraźnie zachwiana.

Tak małe zmiany grubości nie wpływają praktycznie na kształt i wielkość impulsu odbitego, co pokazuje rys.4.4 Z powyższego wynika, że ponieważ admitancja elektryczna przetwornika zmienia się znacznie nawet przy niewielkich zmianach grubości warstwy, zaproponowana tutaj metoda optymalizacji grubości warstwy poprzez pomiar admitancji przetwornika podczas szlifowania warstw jest metodą bardzo czułą. W przypadku zastosowania mostka do pomiarów automatycznych (np. firmy Hewlett-Packard) metoda ta staje się łatwa i szybka. Należy jeszcze raz podkreślić, że optymalną grubość powinna być obliczana dla częstotliwości rezonansu elektrycznego, a nie mechanicznego i dlatego też w dalszych rozdziałach tej pracy zakłada się zawsze grubość akustycznych warstw dopasowujących równą $\lambda_e/4$.

4.2. Wpływ impedancji akustycznej warstw na admitancję głowicy i impuls odbity

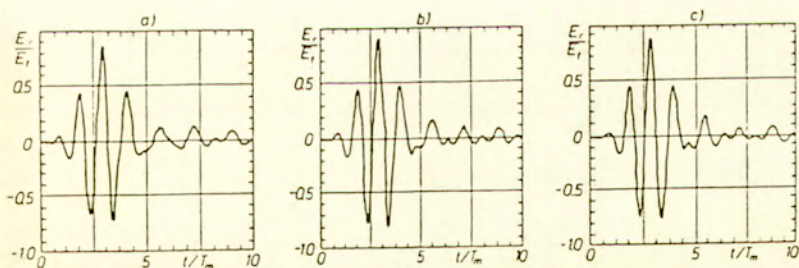
Wielkości impedancji akustycznej linii podawane przez różnych autorów różnią się między sobą w zależności od przesłanek, którymi się kierują w obliczeniach. Pierwsze obliczenia [23], [24] wzorowane były na wzorach Czebyszewa, wyprowadzonych dla elektrycznych linii długich (średnia geometryczna). DeSilets i in. [93], [94] przeprowadzili analizę pod kątem uzyskania optymalnego kształtu impulsu i wykazali, że należy w tym celu impedancję akustyczną warstw obliczać tak, aby spełnione było kryterium dwumianowe. Natomiast Souquet i in. [97] wykazali, że amplituda impulsu odbitego jest maksymalna, gdy przy obliczaniu impedancji warstw spełniony jest warunek równości dobroci gałęzi - elektrycznej i mechanicznej w układzie zastępczym przetwornika. I tak na przykład przy stosowaniu pojedynczej warstwy dopasowującej jej impedancję akustyczną oblicza się wg poniższych wzorów:

według Czebyszewa $\rho_{01}c_{01} = \sqrt{(\rho_p c_p)(\rho_b c_b)}$ (4.1)

według DeSiletsa $\rho_{01}c_{01} = \sqrt[3]{(\rho_p c_p)(\rho_b c_b)^2}$ (4.2)

według Souqueta $\rho_{01}c_{01} = \sqrt[3]{2(\rho_p c_p)(\rho_b c_b)^2}$ (4.3)

Jak to wynika z powyższych wzorów, impedancje warstw różnią znacznie. Dla naszego przykładu - przetwornika PZT promieniującego do wody ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) względne impedancje akustyczne pojedynczej warstwy R_{01} wynoszą odpowiednio 0.207 (wg Czebyszewa), 0.122 (wg DeSiletsa) i 0.153 (wg Souqueta). Ma to znaczny wpływ na kształt krzywej admitancji. Jak widać (rys.4.3.), dla częstotliwości bliskich rezonansowej f_e , najmniejsze zmiany admitancji elektrycznej przetwornika występują wtedy, gdy impedancja akustyczna warstwy jest obliczona według wzorów DeSiletsa. Zgodnie też z jego założeniami, dla tak obliczonej impedancji warstwy uzyskuje się najładniejszy kształt impulsu (Rys.4.5.a). Ponieważ dla tego przypadku amplituda impulsu jest tylko nieznacznie mniejsza niż dla warstw o impedancji obliczonych według wzorów Czebyszewa i Souqueta (por. Rys.4.5.a i 4.5.b,c), w głowicach wykonywanych w Zakładzie Ultradźwięków IPPT-PAN stosuje się warstwy dopasowujące o impedancji akustycznej obliczanej zgodnie ze wzorami DeSiletsa. Dlatego też w dalszych obliczeniach w tej pracy warstwy dopasowujące obliczane są wyłącznie ze wzorów DeSiletsa.

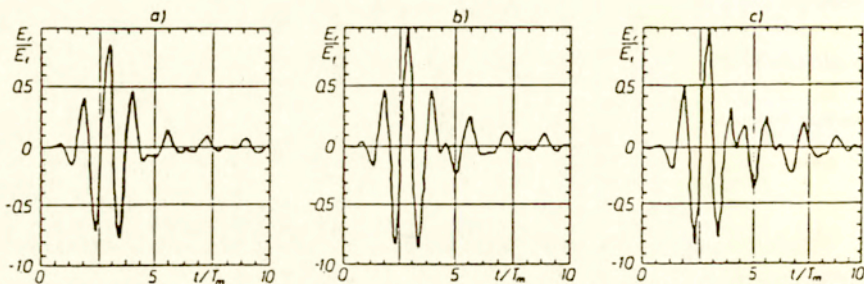


Rys.4.4 Impulsy odbite od idealnego reflektora w wodzie obliczone dla przetwornika PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z pojedynczą warstwą dopasowującą o impedancji obliczonej ze wzoru DeSiletsa ($R_{01}=0.122$) i z indukcyjnością równoległą ($m=0.89$). Grubość warstwy wynosi:

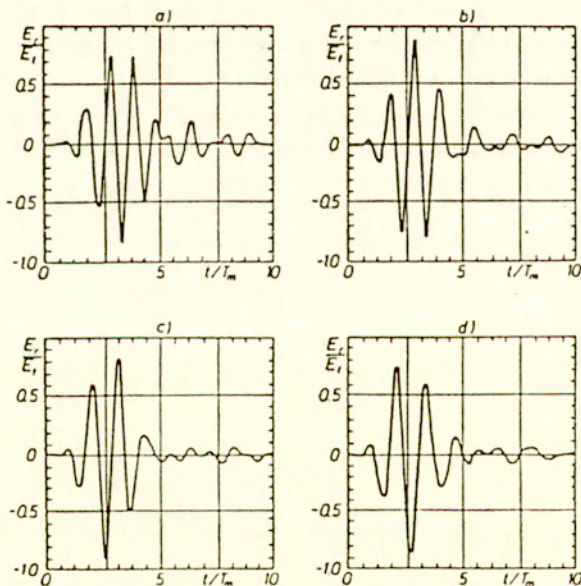
a - $\lambda_{e01}/4 + 5\%$.

b - $\lambda_{e01}/4$ ($n=0.25$)

c - $\lambda_{e01}/4 - 5\%$



Rys.4.5. Impulsy odbite od idealnego reflektora obliczone dla przetwornika z PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z indukcyjnością równoległą ($m=0.89$) z pojedynczą warstwą dopasowującą o grubości równej $\lambda_c/4$ ($n=0.25$) i o impedancji obliczonej ze wzoru DeSiletsa ($R_{01}=0.122$) - a, ze wzoru Souqueta ($R_{01}=0.153$) - b oraz ze wzoru Czebyszewa ($R_{01}=0.207$) - c



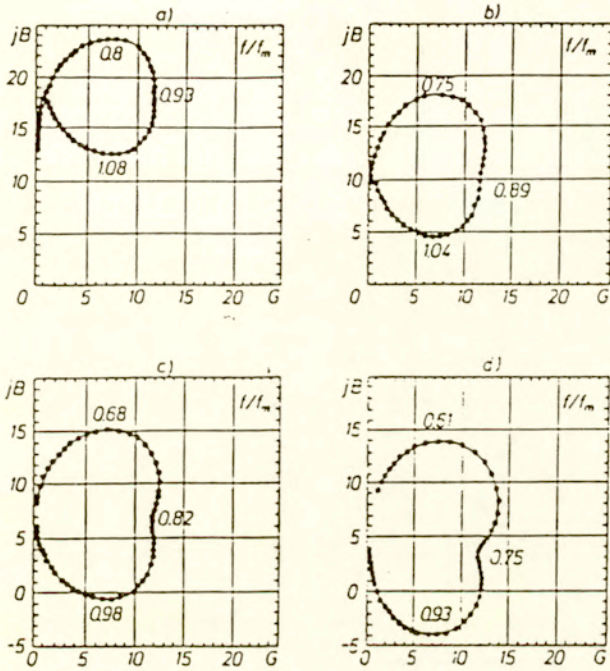
Rys.4.6. Impulsy odbite od idealnego reflektora obliczone dla przetwornika z ceramiki typu PZT ($R_b=0.044$) z jedną warstwą dopasowującą ($R_{01}=0.122$, $n=0.25$), z indukcyjnością kompensującą pojemność C_0 dla różnego współczynnika k_t :

a - $k_t=0.4$ ($m=0.93$)

b - $k_t=0.5$ ($m=0.89$)

c - $k_t=0.6$ ($m=0.82$)

d - $k_t=0.7$ ($m=0.75$)



Rys.4.7. Względne admittance elektryczne obliczone dla przetwornika z ceramiki typu PZT ($R_b=0.044$) z jedną warstwą dopasowującą ($R_{01}=0.122$, $n=0.25$) i różnych współczynnikach k_t :

a - $k_t=0.4$

b - $k_t=0.5$

c - $k_t=0.6$

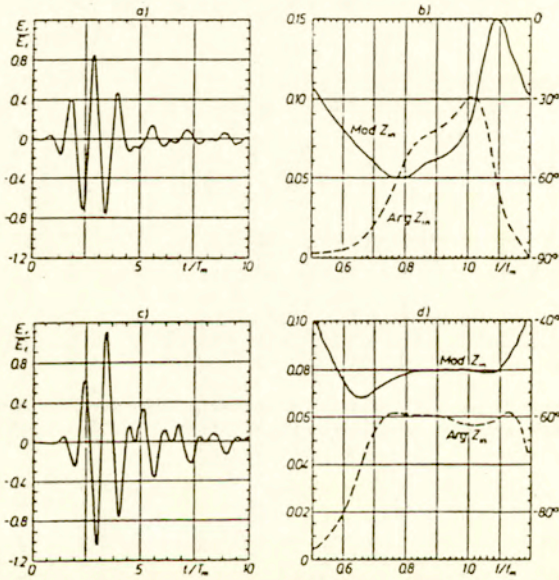
d - $k_t=0.7$

Na kształt impulsu ma znaczny wpływ współczynnik sprzężenia elektromechanicznego k_t . Ze wzrostem k_t poszerza się pasmo przenoszenia [9] i impulsy stają się krótsze. Widać to na rys.4.6., na którym przedstawiono impulsy odbite od idealnego reflektora w wodzie obliczone dla przetwornika z ceramiki typu PZT ($R_b=0.044$) o różnych współczynnikach k_t , z jedną warstwą dopasowującą o impedancji obliczonej wg wzoru DeSiletsa i grubości równej $\lambda_{e01}/4$ oraz z indukcyjnością równoległą \underline{m} kompensującą pojemność statyczną C_0 .

Wartość współczynnika sprzężenia elektromechanicznego ma również wpływ na szerokość pasma admittance (liczonego dla spadku do połowy części rzeczywistej admittance). Na rys.4.7. przedstawiono przebiegi admittance elektrycznej dla przetworników i pojedynczych warstw dopasowujących jak na rys.4.6. Jak było do przewidzenia, ze wzrostem współczynnika k_t rośnie szerokość pasma.

4.3. Druga akustyczna warstwa dopasowująca

W przypadku stosowania do konstrukcji głowic ultradźwiękowych przetworników ceramicznych, których impedancja akustyczna jest znacznie większa od impedancji ośrodków badanych - wody lub tkanek miękkich, wprowadzenie drugiej warstwy dopasowującej powoduje zwiększenie amplitudy impulsów odbitych i poszerzenie pasma częstotliwości charakterystyki impedancji elektrycznej, co pokazuje rys.4.8. Jednakże, że kształt impulsu ulega wyraźnemu pogorszeniu (patrz rozdz. 10).



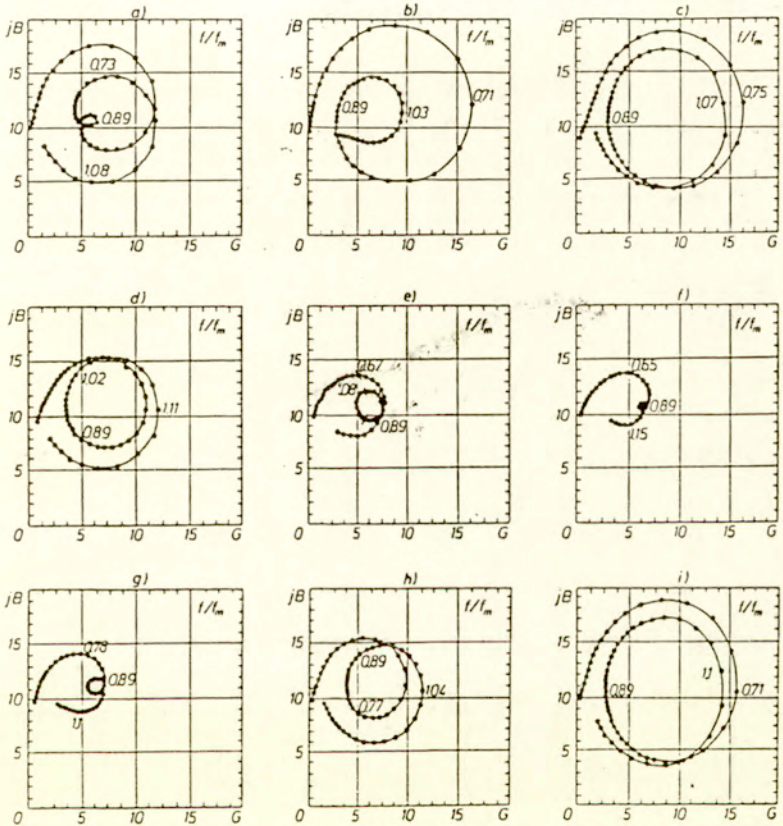
Rys. 4.8. Impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie (a,c) i impedancje elektryczne (b,d) obliczone dla przetwornika z ceramiki PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z jedną i dwoma warstwami dopasowującymi o impedancji akustycznej obliczonej wg DeSiletsa i grubościami równych $\lambda_{e01}/4$ (Przy obliczaniu impulsów wprowadzono indukcyjność kompensującą C_0 dla f_e ($m=0.89$)):

a, b - $R_{01} = 0.122$, $n=0.25$

c, d - $R_{01} = 0.262$, $R_{02} = 0.069$, $n=p=0.25$

Wykonywanie drugiej warstwy dopasowującej przebiega podobnie jak pierwszej. Po nałożeniu pierwszej warstwy o odpowiedniej impedancji akustycznej i zeszlifowaniu jej na grubość równą $\lambda_{e01}/4$, nanosimy drugą warstwę i szlifujemy ją do momentu uzyskania minimalnej admittancji elektrycznej z jak najmniejszą "pętelką środkową". Na rys.4.9. pokazano wyniki obliczeń względnej admittancji elektrycznej dla przetwornika z PZT, zanurzonego w wodzie ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z dwoma warstwami dopasowującymi o impedancjach

akustycznych obliczonych wg DeSiletsa ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$). Grubość pierwszej warstwy wynosi $\lambda_{e01}/4$ ($n=0.25$), drugiej natomiast maleje od $3/4\lambda_{e01}$ do zera. Jak widać, minimalną wartość admitancji i "środkowej pętelki" otrzymujemy dla grubości drugiej warstwy równej $\lambda_{e02}/4$ ($p=0.25$).



Rys. 4.9. Względna admitancja elektryczna obliczona dla przetwornika z PZT zanurzonego w wodzie ($k_s=0.5$, $R_b=0.044$) z dwoma warstwami dopasującymi o impedancjach akustycznych obliczonych według DeSiletsa ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$). Grubość pierwszej warstwy równa $\lambda_{e01}/4$ ($n=0.25$), drugiej:

a - $p=0.75$ ($d_{02}=3/4 \lambda_{e02}$)

d - $n=0.35$

g - $n=0.22$ ($d_{02}=\lambda_{m02}/4$),

b - $p=0.6$

e - $n=0.3$

h - $n=0.15$

c - $n=0.5$ ($d_{02}=\lambda_{e02}/2$)

f - $n=0.25$ ($d_{02}=\lambda_{e02}/4$)

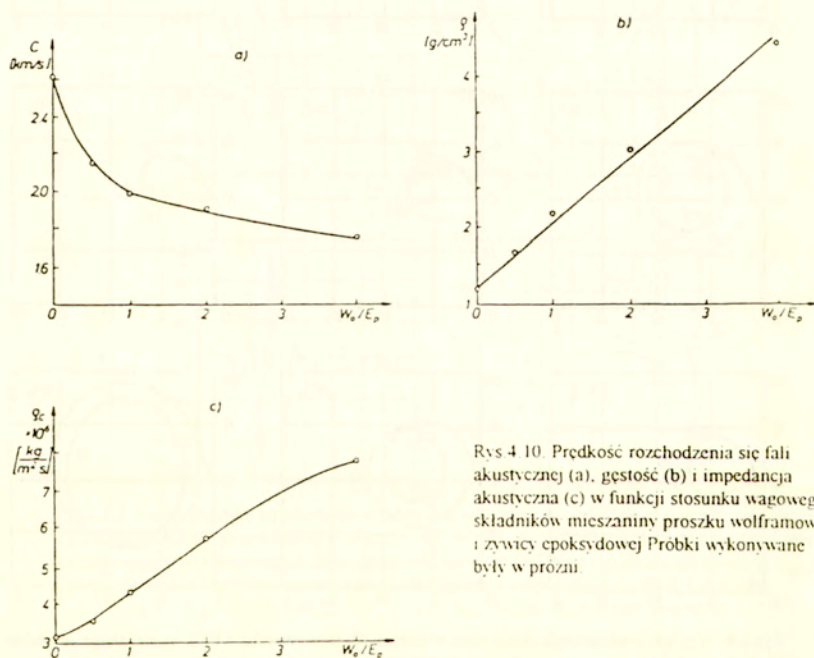
i - bez warstwy

Zastosowanie paru akustycznych warstw dopasujących powoduje też rozszerzenie pasmanadawczo-odbiorczej funkcji przenoszenia, co będzie omówione w rozdz. 10.

W przypadku stosowania przetworników z materiału piezoelektrycznego o impedancji akustycznej mniejszej niż dla PZT wprowadzenie drugiej warstwy może być niekorzystne, co zostanie bliżej omówione w rozdz. 9.

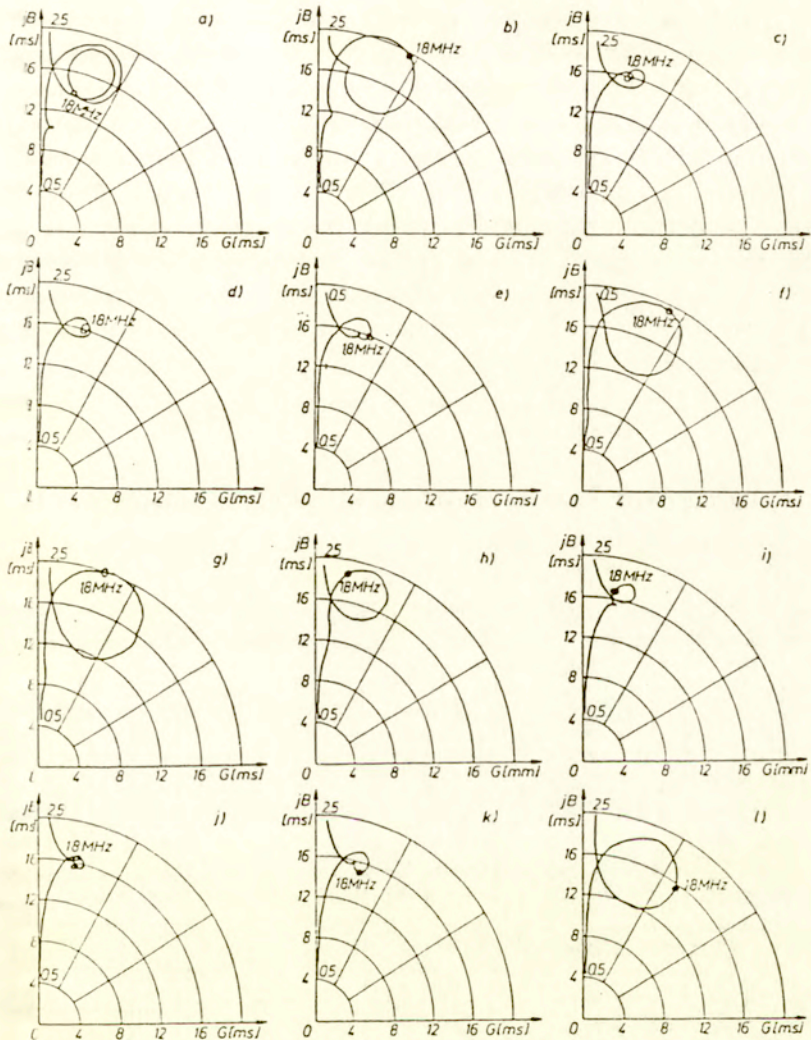
4.4. Wyniki doświadczalne

Akustyczne warstwy dopasowujące wykonuje się z mieszaniny różnych proszków (metali, korundu) z żywicami [43], [90]. W Zakładzie Ultradźwięków IPPT-PAN [17], [62], [64] stosowane są do tego celu mieszaniny proszku wolframowego o średnicy rzędu 5 μm i żywicy epoksydowej (Ep5)



Rys 4.10. Prędkość rozchodzenia się fali akustycznej (a), gęstość (b) i impedancja akustyczna (c) w funkcji stosunku wagowego składników mieszaniny proszku wolframowego i żywicy epoksydowej. Probki wykonywane były w próżni.

Stosunek wagowy tych dwóch składników dobiera się w zależności od tego, jaką chcemy osiągnąć impedancję akustyczną mieszaniny. Na rys. 4.10. przedstawiono wyniki pomiarów prędkości rozchodzenia się fali ultradźwiękowej, gęstości, i impedancji akustycznej wyżej wspomnianej mieszaniny w zależności od stosunku wagowego składników.



rys. 4.11. Wyniki pomiarów przetwornika typu PZT (CERAD PP-9) o średnicy 20 mm, z pojedynczą warstwą dopasowującą wykonaną z mieszaniny wolframu i żywicy epoksydowej w stosunku wagowym 2,5, zanurzonego w wodzie dla różnych grubości warstwy (określonej na podstawie charakteru krzywych admitancji):

a - $d_{01} = 5/4 \lambda_e$

d - $d_{01} = 3/4 \lambda_e$

g - $d_{01} = 1/2 \lambda_e$

j - $d_{01} = 1/4 \lambda_e$

b - $d_{01} = \lambda_e$

e - $d_{01} = 3/4 \lambda_e - 5\%$

h - $1/2 \lambda_e < d_{01} < 1/4 \lambda_e$

k - $d_{01} = 1/4 \lambda_e - 5\%$

c - $d_{01} = 3/4 \lambda_e + 5\%$

f - $3/4 \lambda_e > d_{01} > 1/2 \lambda_e$

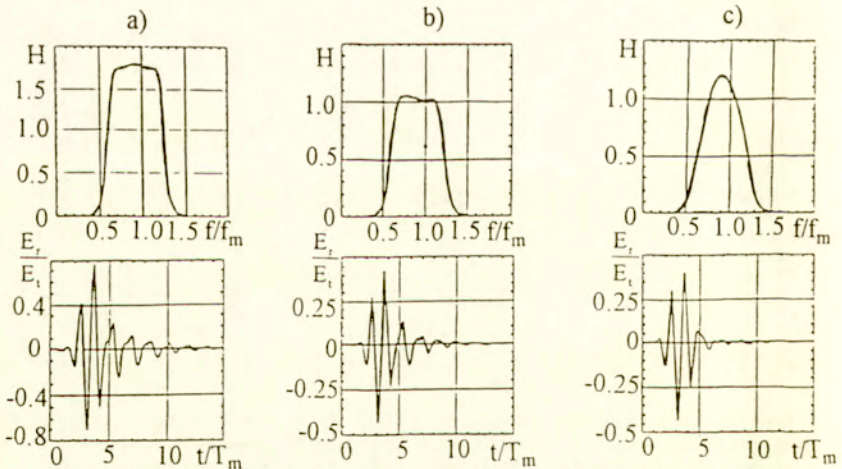
i - $d_{01} = 1/4 \lambda_e + 5\%$

l - $d_{01} = 0$

Przykład pomiarów admitancji przetwornika PZT z naniesioną akustyczną warstwą dopasowującą impedancję materiału piezoelektrycznego do impedancji wody przedstawiono na rys.4.11. Jak widać admitancja elektryczna maleje przy każdorazowym zbliżaniu się grubości warstwy do wartości równej nieparzystej wielokrotności $\lambda_c/4$ (rys.4.11.a,d,j) osiągając minimum dla $\lambda_c/4$. Dla grubości równej parzystej wielokrotności $\lambda_c/4$ wartość admitancji jest zbliżona do wartości dla przetwornika bez warstwy (por. rys.4.11.b, g i l) Pewne różnice kształtu krzywych zmierzonych w porównaniu z obliczonymi spowodowane są niezbyt dokładnym utrzymywaniem równoległości podczas szlifowania, wynikającym głównie z grubej warstwy początkowej. Przy wykonywaniu głowic wartwa "wyjściowa" przed szlifowaniem jest tylko o kilkanaście procent grubsza od optymalnej i wyniki pomiarów są dużo bardziej zbliżone do obliczeń.

5. OBCIĄŻENIE TYLNE PRZETWORNIKA, OPORNOŚĆ RÓWNOLEGLA

Szerokie pasmo nadawczo-odbiorczej funkcji przenoszenia umożliwia stosowanie jednej głowicy na różnych częstotliwościach. Wzrost szerokości pasma powoduje również



Rys.5.1. Nadawczo-odbiorcza funkcja przenoszenia H i impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z dwoma warstwami dopasowującymi ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$, $n=p=0.25$) i indukcyjnością równoległą ($m=0.88$).

Prostokątny impuls nadawczy o długości $0.5T_c$, $R'_t=0.01$, $R'_r=10$.

a - bez obciążenia tylnego powierzchni przetwornika R_a i oporności bocznikującej R'_{bc}
 b - $R'_{bc}=1.25$, bez R_a
 c - $R_a=0.3$, bez R'_{bc}

skrócenie impulsu odbitego, ale należy pamiętać, że na kształt impulsu ma decydujący wpływ kształt funkcji przenoszenia (szerzej to zagadnienie omówiono w rozdz.10). W celu polepszenia kształtu impulsu stosuje się akustyczne obciążanie tylnej powierzchni przetwornika i bocznikowanie nadajnika opornością równoległą.

Na rys.5.1. przedstawiono wyniki obliczeń [64], [66] nadawczo-odbiorczej funkcji przenoszenia H i impulsy odbite dla przetwornika PZT z dwoma warstwami dopasowującymi i kompensacyjną indukcyjnością równoległą bez obciążenia tylnej powierzchni i bez bocznikowania oraz (dla tego samego przypadku) bądź z obciążeniem tylnym R_a bądź z opornością równoległą R'_{be} . Ponieważ wprowadzenie obciążenia lub bocznikowanie elektryczne powoduje straty przetwarzania, R_a i R'_{be} dobrano w ten sposób, aby impulsy odbite miały taką samą amplitudę. Jak widać, długość impulsu jest mniejsza, a jego kształt "ładniejszy" dla przetwornika z obciążeniem tylnym niż dla przypadku bocznikowania nadajnika. (W tym wypadku funkcja przenoszenia ma kształt najbardziej zbliżony do funkcji Gaussa). Fakt ten należy brać pod uwagę przy projektowaniu głowic ultradźwiękowych.

6. KABEL KONCENTRYCZNY, PRZEWODY DOPROWADZAJĄCE

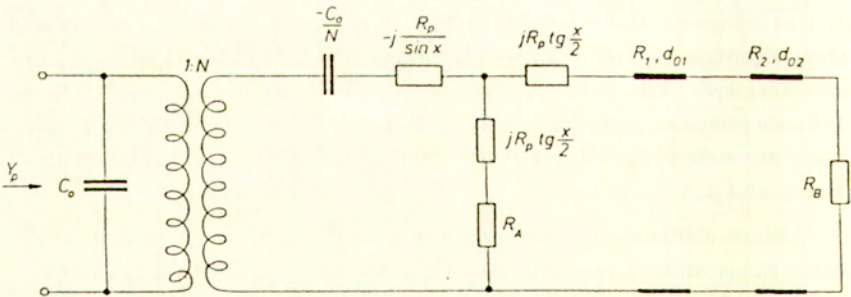
Dla celów diagnostyki medycznej stosowane są głowice o średnicach 3-50 mm pracujące na częstotliwościach 2-20 MHz, a ostatnio w mikrosonografach np. do badania skóry na 50-100 MHz. Impedancja elektryczna głowicy [59],[61] jest zależna od wymiarów przetwornika - jego średnicy i grubości, od parametrów materiału piezoelektrycznego (tabela III) i od obciążenia akustycznego powierzchni przetwornika (obciążenie tylne, ośrodek badany, akustyczne warstwy dopasowujące). Impedancja ta zależy również od przewodów doprowadzających i kabli koncentrycznych, co będzie omówione dalej w tym rozdziale oraz od obwodu kompensacyjnego (patrz rozdz.7). W pracy zdefiniowano impedancję elektryczną głowicy jako wielkość $Z_E = 1/\text{Real}[Y_p(f_c)]$ obliczaną dla głowicy bez układu kompensacyjnego i kabli (rys.6.1.).

W celu zbadania wpływu parametrów materiału piezoelektrycznego na impedancję Z_E założymy dla uproszczenia, że przetwornik jest obciążony symetrycznie ośrodkami o impedancji mechanicznej R_B . Impedancja po stronie mechanicznej transformatora elektromechanicznego wynosi wtedy:

$$Z_M = j \frac{N^2}{\omega C_0} - j \frac{R_p}{\sin x} + j \operatorname{tg} \frac{x}{2} \frac{R_p}{2} + \frac{R_n}{2} \quad (6.1)$$

Tabela III
Parametry wybranych materiałów piezoelektrycznych

Material piezoelektryczny	Gęstość ρ_n $\times 10^3 \text{ kg/m}^3$	Impedancja akustyczna $\rho_p c_p$ $\times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$	Względna stała dielektryczna ϵ_r	Współczynnik sprzężenia elektromech. k_t
kwarc	2.65	15.1	4.6	0.09
PZT 5A	7.75	33.7	830	0.49
BaTiO ₃	5.7	31.2	1260	0.38
LiNbO ₃	4.65	34.2	30	0.49



Rys.6.1. Układ zastępczy przetwornika obciążonego akustycznie, z którego oblicza się impedancję Z_E

Zgodnie z definicją podaną w rozdz.3. dla częstotliwości f_e część urojona impedancji po stronie mechanicznej - $X_M = 0$ (wzory 3.3 i 3.4) i wtedy $Z_M = R_B/2$. Po przeniesieniu na stronę elektryczną transformatora elektromechanicznego dostajemy wyrażenie na Z_E .

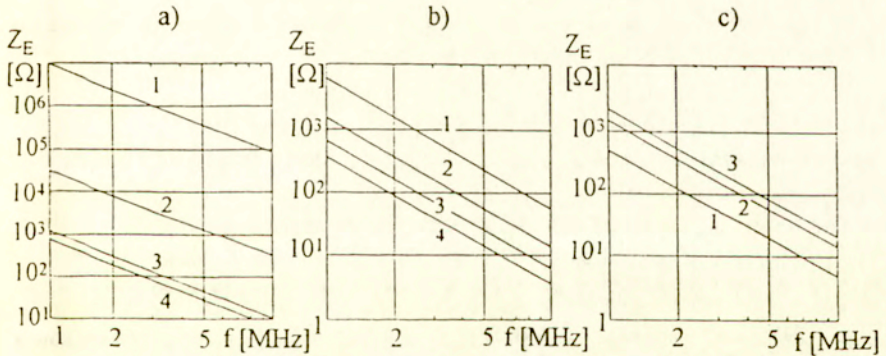
$$Z_E = \frac{R_B}{2N^2} \quad (6.2)$$

Uwzględniając wzór na N^2 oraz fakt, że grubość przetwornika $d = \lambda_m/2$ otrzymujemy:

$$Z_E = \frac{d^2(\rho_b c_b)}{8A k_i^2 c_p \epsilon_0 \epsilon_r (\rho_p c_p)} \quad (6.3)$$

lub

$$Z_E = \frac{(\rho_b c_b)}{2A f_m^2 k_i^2 \epsilon_0 \epsilon_r \rho_p} \quad (6.4)$$



Rys 6.2. Impedancje elektryczne $Z_E = 1/\text{Real}[Y_p(f_e)]$ w funkcji częstotliwości f_e obliczone dla przetwornika z PZT 5A (por. tab 1) (rys.6.2a - dodatkowo inne materiały o średnicy 10 mm (rys.6.2b - dodatkowo inne średnice), obciążonego z tyłu impedancją akustyczną $\rho_a c_a = 3.2 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2$, przynależną do wody $\rho_b c_b = 1.5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2$ poprzez jedną akustyczną warstwę dopasowującą o impedancji akustycznej obliczonej wg DeSiletsa i grubości równej $\lambda_{e01}/4$ (rys.6.2.c - dodatkowo dwie warstwy i przetwornik bez warstw):

a - różne materiały piezoelektryczne: 1 - kwarc, 2 - LiNbO_3 , 3 - BaTiO_3 , 4 - PZT 5A

b - różne średnice przetwornika: 1 - 5 mm, 2 - 10 mm, 3 - 15 mm, 4 - 20 mm

c - różna ilość warstw: 1 - bez warstw, 2 - jedna warstwa, 3 - dwie warstwy

Jak wynika z powyższego wzoru impedancja elektryczna przetwornika zależy od:

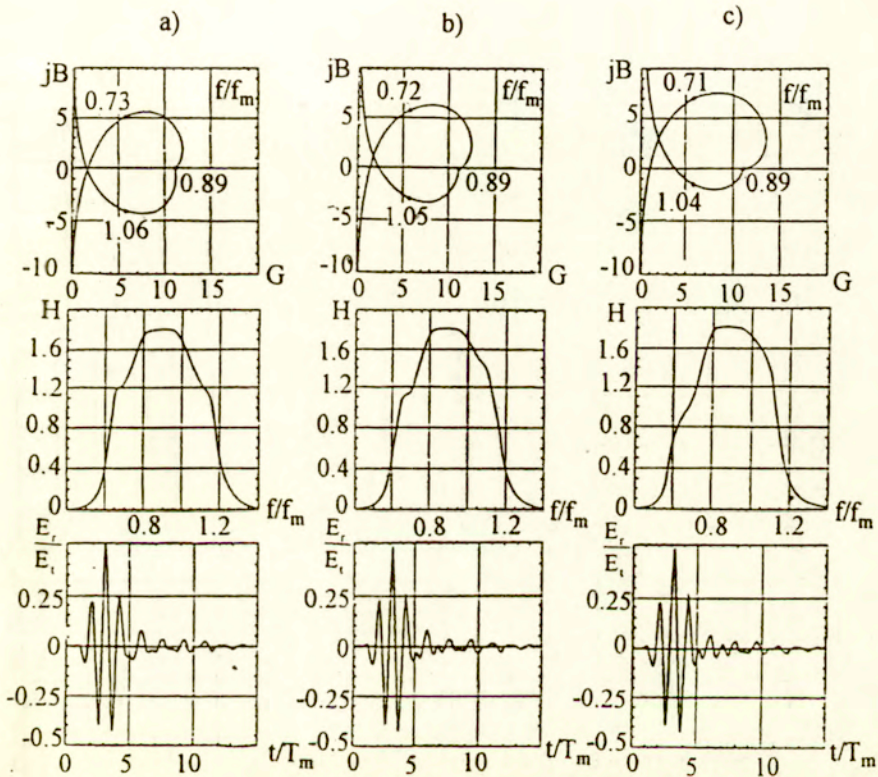
- parametrów piezoelektrycznych - jest odwrotnie proporcjonalna do:
 - stałej dielektrycznej ϵ_r
 - impedancji akustycznej $\rho_p c_p$
 - kwadratu współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t
- obciążenia akustycznego - jest do niego wprost proporcjonalna
- wymiarów:
 - odwrotnie proporcjonalna do powierzchni przetwornika A (kwadratu promienia)
 - wprost proporcjonalna do kwadratu grubości d (6.3), czyli odwrotnie proporcjonalna do kwadratu częstotliwości rezonansowej f_m (6.4).

Poniżej rozważymy wpływ kabli koncentrycznych na pracę głowicy w zależności od stosunku impedancji charakterystycznej kabla do impedancji elektrycznej głowicy (czyli w zależności od względnej impedancji charakterystycznej kabla R'_c) [64], [66]. W celu wyeliminowania z dyskusji wpływu innych parametrów założono, że są one dla wszystkich przypadków takie same (o ile nie będzie zaznaczone, że jakiś parametr jest zmieniony), a mianowicie:

- materiał piezoelektryczny - PZT, ośrodek badany - woda ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$)
- jedna warstwa dopasowująca o impedancji akustycznej obliczonej wg DeSiletsa i o grubości równej $\lambda_{e01}/2$ ($R_{01}=0.125$, $n=0.25$)
- brak obciążenia tylnej powierzchni przetwornika ($R_a=0$)
- indukcyjność równoległa kompensująca pojemność C_o ($m=0.865$)
- względna długość kabla $\Phi_c=0.02$ (co oznacza np. kabel o długości ok. 1.5 m dla częstotliwości 4 MHz)
- impedancja nadajnika $R'_t=0.01$ (100 razy mniejsza od głowicy)
- impedancja odbiornika $R'_r=10$ (10 razy większa od impedancji głowicy)
- impuls nadawczy w postaci połówki sinusoidy o częstotliwości $f_c=0.89 f_m$

Na rys 6.2. przedstawiono wyniki obliczeń impedancji elektrycznej przetworników z różnych materiałów piezoelektrycznych, o różnych średnicach i różnie obciążonych akustycznie w funkcji częstotliwości rezonansu elektrycznego f_c . Jak widać, w zależności od wyżej wymienionych parametrów impedancje te różnią się między sobą o kilka rzędów wielkości. W aparatach do diagnostyki medycznej stosuje się zwykle przetworniki z ceramiki typu PZT. Jak widać z rys 6.2 b,c dla przetworników o większych średnicach pracujących na wyższych częstotliwościach impedancja elektryczna jest rzędu pojedynczych omów. W tych przypadkach, chociaż długość kabla jest dużo mniejsza niż długość fali elektromagnetycznej, wpływ kabla na impedancję elektryczną, funkcję przenoszenia i impulsy odbite jest znaczny i

dlatego powinien być wzięty pod uwagę podczas projektowania głowic ultradźwiękowych, a kabel traktowany jak linia długa [99].



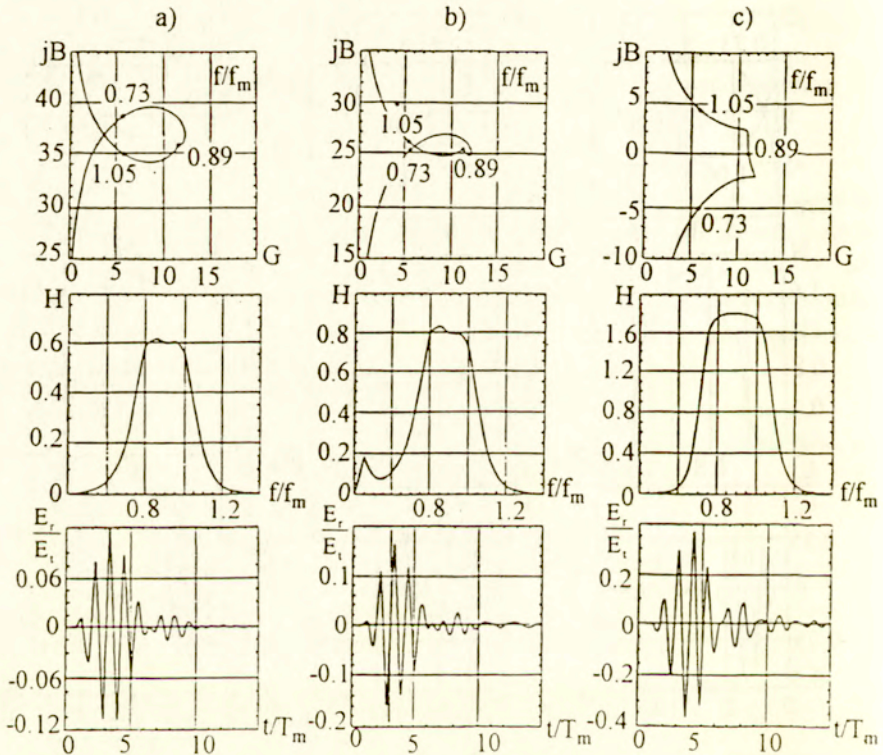
Rys.6.3. Admitancje względne, nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia H oraz impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika z PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$), z jedną warstwą dopasowującą ($R_{o1}=0.125$, $n=0.25$) bez obciążenia tylnego ($R_a=0$), z równoległą indukcyjnością ($m=0.865$). Impuls nadawczy w postaci połówki sinusoidy o częstotliwości $f_c=0.89$. $R'_t=0.01$, $R'_r=10$.

bez kabla (a).

z kablem dopasowanym do impedancji głowicy ($R'_c=1$) o długości względnej $\Phi_c=0.02$ (b)
oraz $\Phi_c=0.05$ (c)

Na rys.6.3. przedstawiono admitancje elektryczne, nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia i impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika bez i z kablem koncentrycznym dopasowanym elektrycznie do impedancji

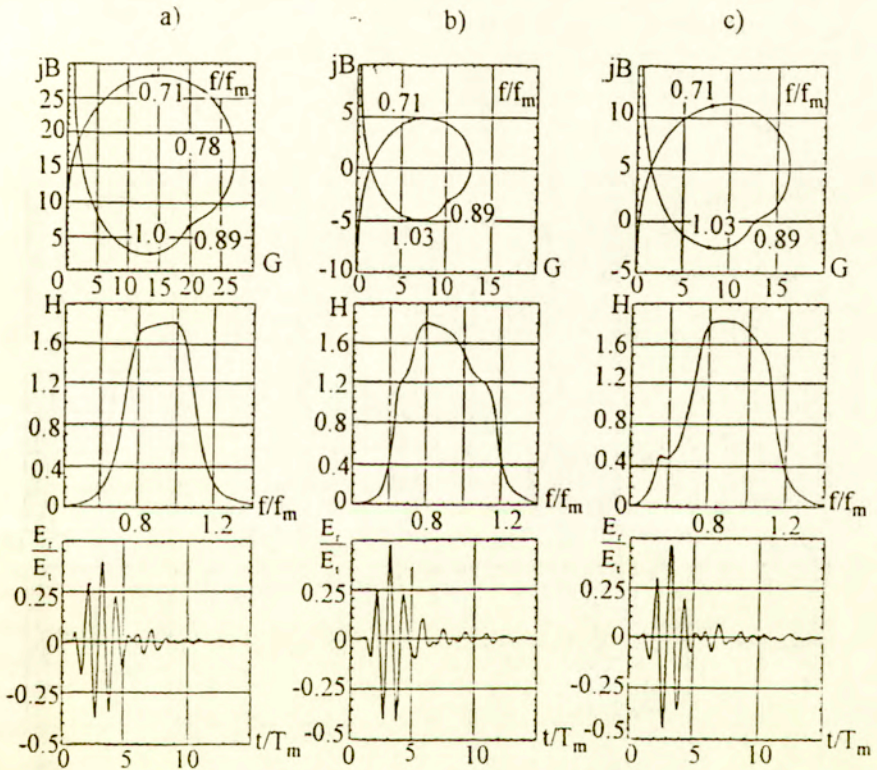
głowicy ($R'_c=1$). Jak widać wpływ kabla jest praktycznie do pominięcia, chociaż dla kabla dłuższego ($\Phi'_c=0.05$ odpowiada np. długości kabla równej ok. 3 m przy częstotliwości 5 MHz) zmiany przebiegów admittancji i funkcji przenoszenia są zauważalne.



Rys 6.4. Admittancje względne, nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia oraz impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika i pobudzenia jak na rys. 6.3., z kablem o impedancji charakterystycznej mniejszej niż impedancja elektryczna głowicy Z_E ($\Phi'_c=0.02$, $R'_c=0.05$), z różnymi indukcyjnościami równoległymi
a - bez indukcyjności ($m=0$)
b - $m=0.865$ (jak dla przetwornika bez kabla)
c - $m=1.59$

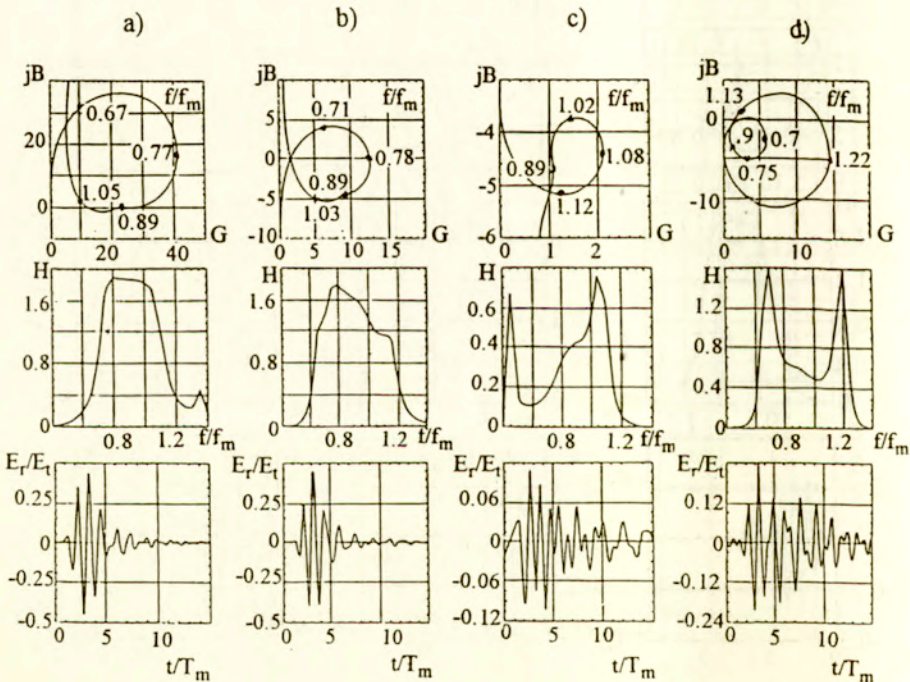
Jeżeli impedancja elektryczna głowicy jest duża, kabel może być traktowany jak pojemność skupiona i jego wpływ może być skompensowany na przykład za pomocą większej

indukcyjności równoległej. Na rys.6.4. pokazano wpływ kabla na przetwornik o impedancji 20 razy większej niż impedancja charakterystyczna kabla ($R'_c=0.05$ odpowiada na przykład głowicy o impedancji równej 1 k Ω przy typowej impedancji charakterystycznej kabla 50 k Ω). Widać, że zmieniając indukcyjność z wartości $m=0.865$ (kompensującej tylko pojemność statyczną C_0) na wartość $m=1.59$ (kompensującą dodatkowo pojemność kabla), otrzymujemy ponad dwukrotne powiększenie amplitudy impulsu odbitego (por. rys.6.4.b i c), ale nie osiągamy przebiegów, szczególnie pod względem kształtu jak dla przetwornika bez kabla (por. z rys.6.3.a)



Rys.6.5 Admitancje względne, nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia oraz impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika i pobudzenia jak na rys.6.3 z kablem o impedancji charakterystycznej większej niż impedancja elektryczna głowicy Z_E ($\Phi_c=0.02$, $R'_c=3$), z różnymi indukcyjnościami równoległymi: a - bez indukcyjności ($m=0$)
b - $m=0.865$ (jak dla przetwornika bez kabla)
c - $m=0.689$

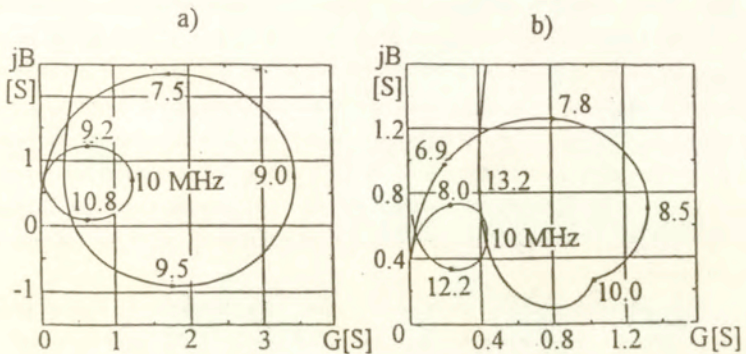
Sytuacja jest bardziej skomplikowana dla przypadków, gdy impedancja elektryczna głowicy jest mniejsza od impedancji charakterystycznej kabla. Jeżeli różnice te nie są duże, wpływ kabla można całkowicie skompensować. Na rys.6.5. przedstawiono wyniki obliczeń dla przypadku przetwornika o impedancji trzy razy mniejszej od impedancji kabla. Widać, że admitancja przetwornika z kablem dla częstotliwości rezonansowej f_c ma, tak jak samego przetwornika, charakter pojemnościowy (Rys.6.5.a) i możliwe jest obliczenie indukcyjności, dla której część urojona admitancji dla f_c równa jest zero (Rys.6.5.c). Impuls odbity jest prawie identyczny jak dla przetwornika skompensowanego bez kabla (por. z rys.6.3.a). Należy zauważyć, że również dla indukcyjności niezmienionej (obliczonej dla przetwornika bez kabla - rys.6.5.b) impuls odbity jest prawie taki sam.



Rys.6.6. Admitancje względne, nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia oraz impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika i pobudzenia jak na rys.6.3., z kablem o impedancji charakterystycznej większej niż impedancja elektryczna głowicy Z_c ($\Phi_c=0.02$) z i bez indukcyjności równoległych:

a - $R'_c=4.505$, $m=0$	b - $R'_c=4.505$, $m=0.865$
c - $R'_c=25$, $m=0$	d - $R'_c=25$, $m=0.865$

Dla każdej długości kabla można obliczyć minimalną wartość R'_c , czyli stosunek impedancji kabla do impedancji przetwornika (dla założonego materiału piezoelektrycznego i obciążenia akustycznego przetwornika), dla której część urojona admittancji dla f_c równa się zero i staje się zbędne stosowanie indukcyjności kompensacyjnej. Dla omawianego tutaj przypadku wielkość ta wynosi 4.505. Należy zauważyć, że zastosowanie cewki prawie nie zmienia impulsu odbitego (por. rys.6.6.a i b)



Rys.6.7. Admittancja obliczona dla przetwornika z ceramiki PZT ($\rho_p c_p = 33,7 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $k_t = 0,49$), o średnicy 20 mm, bez przewodów (linie cienkie) i z przewodami doprowadzającymi o długości 1 cm (linie grube):

a - obciążenie obu stron pleksiglasem ($\rho_a c_a = \rho_b c_b = 3,2 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

b - tylna powierzchnia obciążona pleksiglasem ($\rho_a c_a = 3,2 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, przednia woda

($\rho_b c_b = 1,5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$) poprzez warstwę dopasowującą ($d_{01} = \lambda_{c01}/4$, $\rho_{01} c_{01} = 4,24 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

Jezeli jednak impedancja głowicy jest rzędu pojedynczych omów, czyli jest znacznie mniejsza od impedancji kabla, admittancja głowicy z kablem ma charakter indukcyjny (Rys.6.6.c) i wpływu kabla nie można skompensować. Zastosowanie indukcyjności równoległej (Rys.6.6.d) powoduje wzrost amplitudy impulsu odbitego, ale jego kształt jest w dalszym ciągu nie do zaakceptowania. W tym przypadku jedynie zastosowanie autotransformatora (lub transformatora) dopasowującego impedancję głowicy do impedancji charakterystycznej kabla rozwiązuje problem. Większość głowic dostępnych na rynku ma oporność równą 50Ω , co zapewnia ich współpracę z dowolnym sonografem.

Interesujący jest fakt, że kabel wpływa na wartość admittancji głowicy, ale trudno jest bez obliczeń przewidzieć, czy powoduje jej wzrost, czy zmniejszenie (por. rys 6.5. i 6.6.).

Projektując ultradźwiękową głowicę z przetwornikiem o dużej średnicy (20 - 40 mm) na wyższe częstotliwości (5 - 10 MHz) należy uwzględnić wpływ przewodów

doprowadzających. Chociaż ich długość może być zmniejszona do 1 - 2 cm, należy je traktować w obliczeniach jak linię długą o impedancji charakterystycznej równej 300Ω . Wpływ przewodów doprowadzających zależy, oczywiście, od wymiarów, materiału piezoelektrycznego i obciążenia przetwornika. Na rys. 6.7. pokazano koła admitancji obliczone dla przetwornika z ceramiki PZT (patrz tab.1) o średnicy 20 mm, obciążonego obustronnie pleksiglasem (a) oraz z jednej strony wodą poprzez warstwę ćwierćfalową, a z drugiej pleksiglasem (b). Jak widać z rys.6.7.a, nie tylko wielkość admitancji, ale zarówno częstotliwość rezonansowa (dla której część rzeczywista admitancji jest maksymalna), jak i częstotliwości kwadrantowe (dla których część rzeczywista admitancji spada do połowy) dla przetwornika z i bez przewodów różnią się znacznie. W tym przypadku nie jest więc możliwe, na przykład, wyznaczenie współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t z pomiarów koła admitancji. Należy też pamiętać, że przy innym obciążeniu, takim jak na przykład na rys. 6.7.b (woda poprzez warstwę dopasowującą i obciążenie tylnej powierzchni przetwornika) - charakterystycznym dla wielu rodzaju głowic, wpływ przewodów doprowadzających jest inny, co należy wziąć pod uwagę przy projektowaniu nowego rodzaju głowicy ultradźwiękowej.

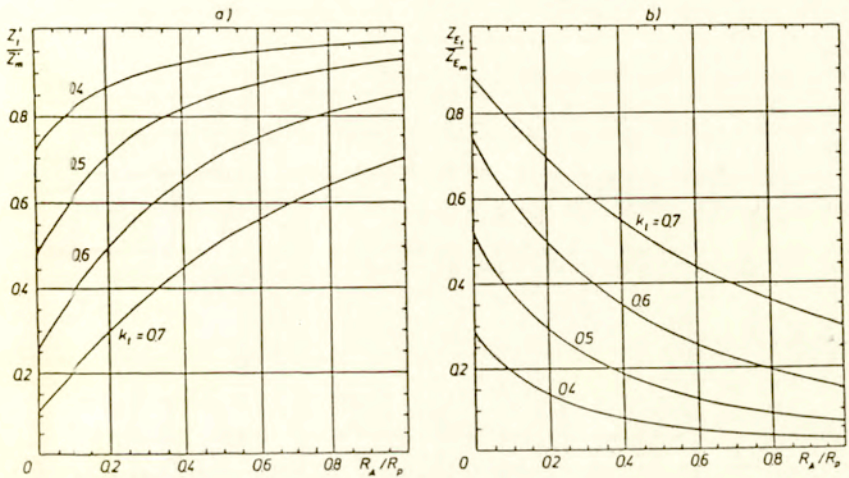
Powstaje więc pytanie, co można zrobić, aby zmniejszyć wpływ przewodów doprowadzających na parametry głowicy. Filipczyński [17] zaproponował podział przetwornika na n części i połączenie ich szeregowo. Wtedy impedancja elektryczna głowicy różnie n^2 razy. Metoda ta została zastosowana w Zakładzie Ultradźwięków IPPT już w 1970 roku w ultrasonografie do badania oczu.

7. UKŁAD KOMPENSACYJNY

W rozdziale tym zostaną omówione układy kompensacyjne w postaci indukcyjności równoległej, szeregowej oraz układu trzech indukcyjności - dwóch szeregowych i jednej równoległej [64-66] (Rys 2 11).

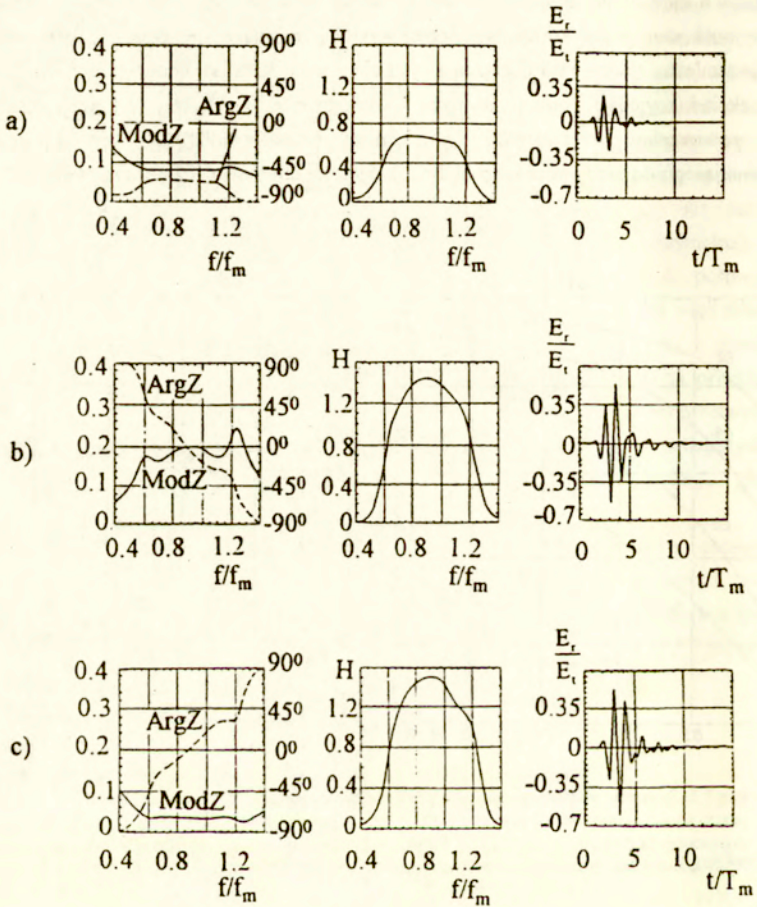
Jedni autorzy stosują cewki kompensacyjne szeregowo, drudzy - równoległe [4-10], [23], [24], [31], [93], [94], [102] nie uzasadniając jednak dlaczego wybrali akurat taki rodzaj kompensacji. W rozdziale tym poruszone będą niektóre problemy związane z wyborem układu kompensacyjnego. Wartość impedancji elektrycznej głowicy (a także wartość indukcyjności cewki) zależy od rodzaju kompensacji. Indukcyjność równoległa kompensuje w zasadzie pojemność statyczną C_0 i jej wartość zależy tylko od współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t , a praktycznie nie zależy od obciążenia akustycznego przetwornika (Należy przypomnieć, że operujemy wielkościami względnymi i nie musimy uwzględniać przy

obliczeniach indukcyjności średnicy i częstotliwości rezonansowej przetwornika). Natomiast indukcyjność szeregową kompensuje część urojonej impedancji elektrycznej przetwornika, która jest zależna również od obciążenia i jest zawsze mniejsza od indukcyjności równoległej. Stosunek indukcyjności kompensacyjnych - szeregowej i równoległej w funkcji obciążenia tylnej powierzchni przetwornika ceramicznego (współczynnik k_t jest parametrem) promieniującego do wody poprzez pojedynczą warstwę dopasowującą pokazano na rys. 7.1 a.



Rys. 7.1. Stosunek wartości indukcyjności szeregowej i równoległej (a) oraz elektrycznych impedancji przetwornika ceramicznego promieniującego do wody ($R_b=0.044$) poprzez akustyczną warstwę dopasowującą ($R_{01}=0.125$, $n=0.25$) w funkcji względnego obciążenia tylnej powierzchni przetwornika R_a . Współczynnik sprzężenia elektromechanicznego k_t jest parametrem.

Wartość impedancji elektrycznej głowicy zależy od rodzaju zastosowanej cewki kompensacyjnej. Jest ona zawsze większa kiedy indukcyjność jest równoległa. Stosunek impedancji elektrycznej przetworników ceramicznych promieniujących do wody poprzez warstwę dopasowującą, co jest typowe w ultrasonografii, z szeregowymi i równoległymi indukcyjnościami przedstawiono na rys. 7.1.b. I tak, na przykład dla współczynnika $k_t=0.5$ stosunek ten zmienia się kilkakrotnie w zależności od obciążenia tylnego. Fakt ten można wykorzystać przy konstrukcji głowicy ultradźwiękowej, gdyż czasami możemy ją dopasować do kabla 50Ω bez wprowadzania autotransformatora, a jedynie poprzez zastosowanie odpowiedniego rodzaju cewki - równoległej lub szeregowej.

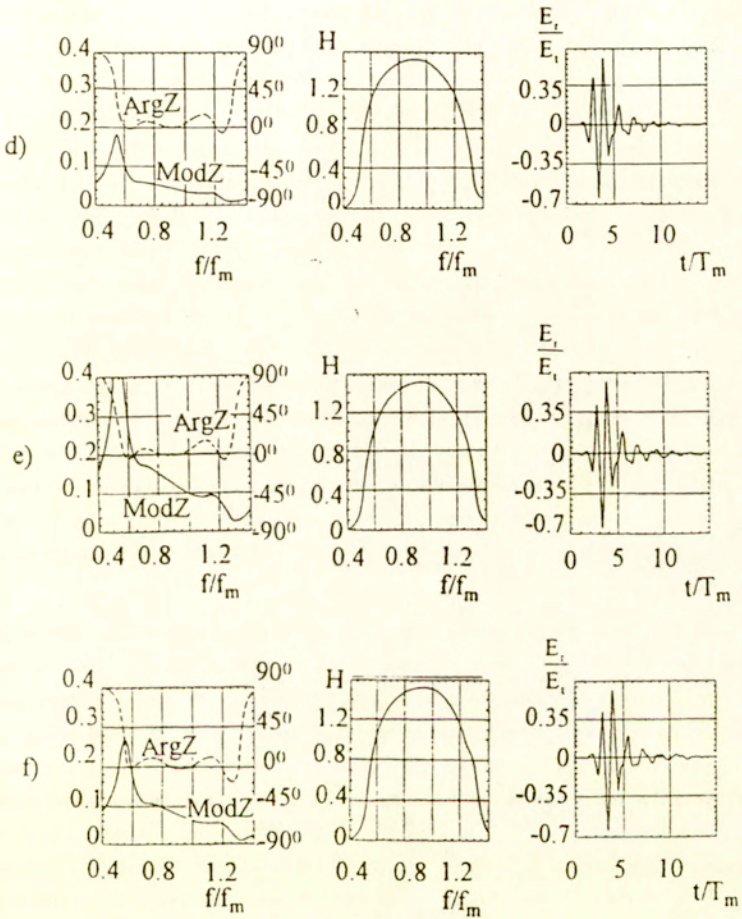


Rys. 7.2. Względne impedancje elektryczne, nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia H oraz impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika z PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) z dwoma warstwami dopasowującymi ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$, $n=p=0.25$) i obciążeniem tylnym ($R_s=0.15$). Prostokątny impuls nadawczy o długości $0.5 T_e$ ($T_e=1/f_c$), $R'_1=0.01$, $R'_r=10$. Układ kompensacyjny w postaci:

a - bez układu kompensacyjnego

b - indukcyjność równoległa $m=0.883$

c - pojedyncza indukcyjność szeregową $l_1=1.027$



Rys. 7.2 (c.d.) Układ kompensacyjny w postaci dwóch lub trzech indukcyjności

d - $l_1=0.89$, $m=0.925$ (bez l_2)

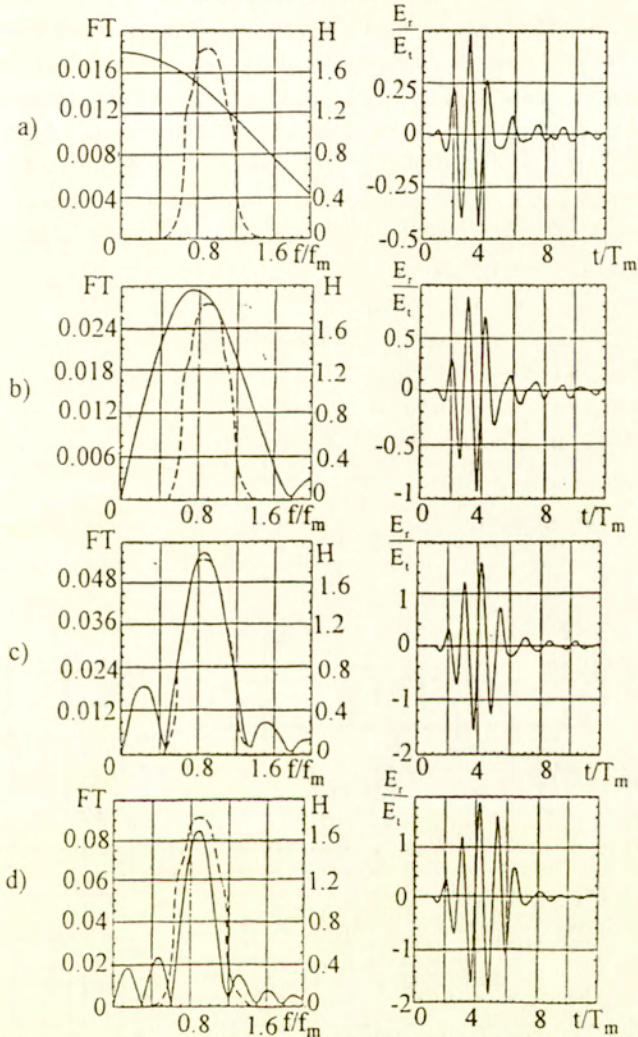
e - $m=0.712$, $l_2=1.154$ (bez l_1)

f - $l_1=l_2=0.655$, $m=0.834$

Kształt i amplituda impulsu odbitego zależą od wielu parametrów układu, w tym, oczywiście, od obwodu kompensacyjnego zastosowanego w głowicy. Nadawczo-odbiorczy układ głowicy ultradźwiękowej zawiera za dużo parametrów, aby omówić jego zachowanie dla dowolnej ich kombinacji. Aby zoptymalizować jeden parametr, inne muszą być już ustalone - w pracy tej pokazano wpływ układu kompensacyjnego na pracę głowicy (rys.7.2.) dla głowicy z PZT promieniującej do wody ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) poprzez dwie akustyczne warstwy dopasowujące ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$, $n=p=0.25$), z obciążeniem tylnym ($R_a=0.15$). Założono impuls nadawczy prostokątny o długości $T_c/2$, impedancję nadajnika $R'_t=0.01$ i odbiornika $R'_r=10$. Porównując funkcje przenoszenia H i impulsy odbite dla głowicy bez i z układem kompensacyjnym (rys.7.2.a,b,c) widzimy, że zastosowanie indukcyjności równoległej lub szeregowej powoduje dwukrotny wzrost wartości H i amplitudy impulsu. (należy zwrócić uwagę na fakt, że dla innego przypadku wzrost ten jest inny, np. dla kwarcu - 10-krotny, co pokazano w rozdz.9). Gdy zastosujemy dwie lub trzy indukcyjności kompensacyjne (indukcyjności dobierano tak, aby część urojona impedancji głowicy dla f_c była równa zero i aby kształt impulsu był optymalny) wzrasta zarówno wielkość, jak i szerokość funkcji przenoszenia (rys.7.2.d,e,f). Interesujący jest fakt, że dla tych trzech przypadków zarówno funkcje przenoszenia, jak i impulsy odbite są niemal identyczne niezależnie od tego, czy zastosujemy trzy, czy dwie indukcyjności i niezależnie od ich konfiguracji, natomiast moduły impedancji głowicy różnią się znacznie, co może być wykorzystane przy dopasowywaniu przetwornika do kabla.

Należy jeszcze raz podkreślić, że chociaż zastosowanie trzech indukcyjności kompensacyjnych polepszyło funkcję przenoszenia głowicy z ceramiki PZT z dwoma akustycznymi warstwami dopasowującymi, nie znaczy to, że dla innego układu głowicy nadawczo-odbiorczej taka poprawa też nastąpi. Nie udało się na przykład polepszyć za pomocą trzech indukcyjności funkcji przenoszenia głowicy z PZT z jedną warstwą dopasowującą. Być może wynika to z faktu, że ponieważ dla omawianej tu głowicy z dwoma warstwami argument impedancji elektrycznej jest, zależnie od rodzaju zastosowanej indukcyjności (szeregowej lub równoległej), rosnący lub malejący w funkcji częstotliwości (por. rys.7.2.b,c), możliwe jest znalezienie takiego układu kompensacyjnego, złożonego z dwóch lub trzech indukcyjności, dla którego argument impedancji jest bliski zero dla pasma częstotliwości $(0.6-1.2)f_m$ (rys.7.2.d-f), a to, z kolei, musi mieć wpływ na funkcję przenoszenia. Natomiast dla podobnej głowicy z jedną (a nie dwoma) warstwą dopasowującą, argument impedancji w pobliżu rezonansu jest zawsze rosnący z częstotliwością niezależnie od rodzaju kompensacji (indukcyjność szeregową, lub równoległą). Z powyższego przykładu widać, że ze względu na ilość parametrów układu, trudno jest wytłumaczyć, lub nawet wyczuć intuicyjnie, wpływ niektórych z nich na pracę głowicy ultradźwiękowej.

8. IMPULS NADAWCZY

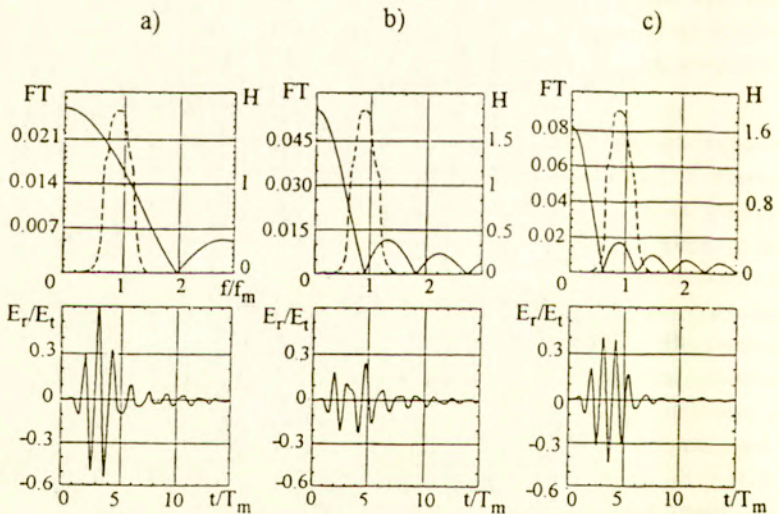


Rs 8.1. Transformata Fouriera sinusoidalnych impulsów nadawczych o częstotliwości f_c (w porównaniu z nadawczo-odbiorczą funkcją przenoszenia H - linia kreskowana) i impulsy odbite od idealnego reflektora obliczone dla przetwornika z PZT promieniującego do wody ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) poprzez jedną warstwę dopasowującą ($R_{01}=0.125$, $n=0.25$), bez obciążenia tylnego ($R_a=0$), z indukcyjnością równoległą ($m=0.88$). Impedancja nadajnika $R'_1=0.01$, impedancja odbiornika $R'_2=10$. Różna długość impulsu nadawczego:

a $T_e/2$ b - T_e c - $2 T_e$ d - $3 T_e$ gdzie $T_e=1/f_c$

W ultrasonografii stosuje się różne impulsy nadawcze [12], [64], [67]. Na przykład w pierwszych ultrasonografach opracowywanych w naszym Zakładzie miały one kształt zbliżony do funkcji jedynkowej $1(t)$, lub w niektórych przypadkach do impulsu Diraca $\delta(t)$. Obecnie najczęściej stosuje się impulsy nadawcze w postaci paczki impulsów sinusoidalnych lub prostokątnych. W rozdziale tym pokazana będzie zależność impulsu odbitego od paru rodzajów impulsów nadawczych. Ponieważ impuls odbity zależy nie tylko od nadawczego lecz również od pasma przenoszenia głowicy ultradźwiękowej, dlatego obliczenia przeprowadzono zakładając takie same parametry głowicy ultradźwiękowej, a mianowicie:

- przetwornik z PZT ($k_t=0.5$)
- ośrodek badany - woda ($R_b=0.044$)
- jedna akustyczna warstwa dopasowująca ($R_{01}=0.125$, $n=0.25$)
- bez obciążenia tylnego ($R_a=0$)
- indukcyjność równoległa ($m=0.88$)
- impedancje nadajnika i odbiornika - $R'_t=0.01$, $R'_r=10$



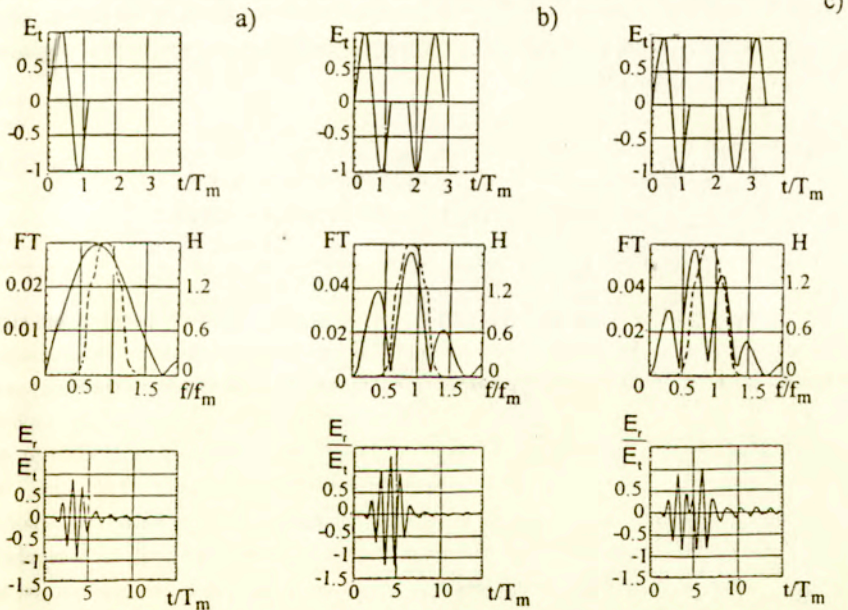
Rys.8.2. Transformata Fouriera prostokątnych impulsów nadawczych (w porównaniu z nadawczo-odbiorczą funkcją przenoszenia H - linia kreskowana) i impulsy odbite od idealnego reflektora obliczone dla głowicy jak na rys.8.1. Różna długość impulsu nadawczego:

a - $T_e/2$

b - T_e

c - $1.5 T_e$

Na rys.8.1. przedstawiono wyniki obliczeń dla różnej długości sinusoidalnych impulsów nadawczych. Jak widać amplituda impulsu odbitego rośnie na początku prawie liniowo ze wzrostem długości impulsu nadawczego (por. rys.8.1.a,b,c) podczas gdy jego kształt ((długość) zmienia się tylko nieznacznie. Przy dalszym wzroście długości impulsu nadawczego amplituda impulsu odbitego rośnie nieznacznie, natomiast jego długość dosyć wyraźnie (por. rys.8.1.c,d). Wytlumaczyć to można porównując transformaty Fouriera z funkcjami przenoszenia głowicy - optymalny przypadek jest wtedy, gdy listek głowicy transformaty pokrywa się najbardziej z funkcją przenoszenia (rys.8.1.c). Skracanie impulsu nadawczego tak, żeby jego transformata Fouriera miała pasmo szersze od pasma funkcji przenoszenia głowicy jest w pewnym sensie bezużyteczne, gdyż powoduje to spadek amplitudy impulsu odbitego, a o jego długości decyduje w tym przypadku pasmo głowicy. Jedyną więc drogą do otrzymania krótszych impulsów odbitych jest polepszenie konstrukcji głowicy ultradźwiękowej. Tak samo, nie ma zbytnej korzyści z wydłużania impulsu nadawczego, gdyż nieznaczny wzrost amplitudy impulsu odbitego odbywa się kosztem jego wydłużenia.



Rys.8.3. Impulsy nadawcze (sinusoidy o częstotliwości f_c i długości T_c w przeciwnych fazach), ich transformaty Fouriera (w porównaniu z nadawczo-odbiorczą funkcją przenoszenia H - linia kreskowana) i impulsy odbite od idealnego reflektora obliczone dla głowicy jak na rys.8.1. Różna odległość d_b pomiędzy sinusoidami nadawczego:

a - pojedyncza sinusoida

b - $d_b = T_c/2$

c - $d_b = T_c$

Inna sytuacja jest dla pojedynczych impulsów prostokątnych, których transformaty Fouriera zależą silnie od stosunku ich długości do okresu drgań $T_c (=1/f_c)$. Optymalny impuls odbity, i to zarówno ze względu na amplitudę, jak i kształt uzyskujemy, gdy impuls nadawczy ma długość równą $T_c/2$ (rys.8.2.a). Wtedy funkcja przenoszenia H pokrywa maksymalnie, w porównaniu z innymi przypadkami (por. z rys.8.2.b,c), pole transformaty Fouriera impulsu nadawczego.

W ultrasonografii, w celu jednoczesnego uwidocznienia małych i dużych ech (które różnią się między sobą o kilkadziesiąt decybeli) stosowane są wzmacniacze logarytmiczne i w związku z tym dąży się do jak najmniejszego "ogona" impulsu odbitego. W tym celu obciąża się, na przykład, tylną powierzchnię przetwornika, co powoduje jednak zmniejszenie czułości. Czasami można zastosować prostą metodę otrzymania krótkich impulsów odbitych polegającą na dobraniu odpowiedniego impulsu nadawczego. Na rys.8.3. przedstawiono wyniki obliczeń dla impulsu w kształcie dwóch sinusoid w przeciwfazie, opóźnionych względem siebie. Gdy opóźnienie to wynosi $T_c/2$, amplituda impulsu odbitego, w porównaniu z pojedynczą sinusoidą, rośnie półtora raza, a jego "ogon" zmniejsza się. Rozwiązanie to ma jednak jedną, zasadniczą wadę - przy wymianie głowicy należy od nowa dobierać opóźnienie względem siebie sinusoid impulsu nadawczego.

9. ZALEŻNOŚĆ ODPOWIEDZI IMPULSOWEJ OD MATERIAŁU PIEZOELEKTRYCZNEGO

Wybór materiału piezoelektrycznego zależy od przeznaczenia i konstrukcji głowicy, wymiarów przetwornika, jego częstotliwości oraz od impedancji wejściowych elektrycznych układów nadawczo-odbiorczych współpracujących z głowicą. Często mylnie uważa się, że o czułości decyduje współczynnik sprzężenia elektromechanicznego k_t , podczas gdy czułość ogólna urządzenia zależy przede wszystkim od dopasowania głowicy - akustycznego do ośrodka badanego i elektrycznego do impedancji nadajnika i odbiornika [59], [66]. W rozdziale tym omówiono wyniki obliczeń impulsów dla czterech materiałów piezoelektrycznych (patrz tabela IV) zakładając, że dopasowanie elektryczne do nadajnika i odbiornika jest takie same dla wszystkich omawianych tu przypadków. Teoretycznie jest to możliwe, gdyż można tak dobrać średnice i częstotliwości rezonansowe przetworników, aby miały takie same impedancje elektryczne (patrz rys.6.2.). Założono więc:

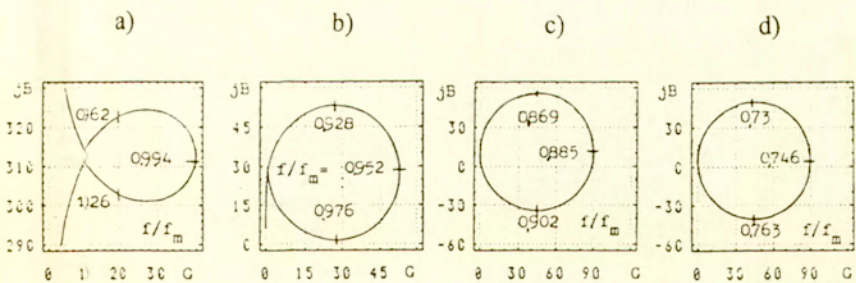
- impedancja względna nadajnika $R'_1=0.01$
- impedancja względna odbiornika $R'_2=10$

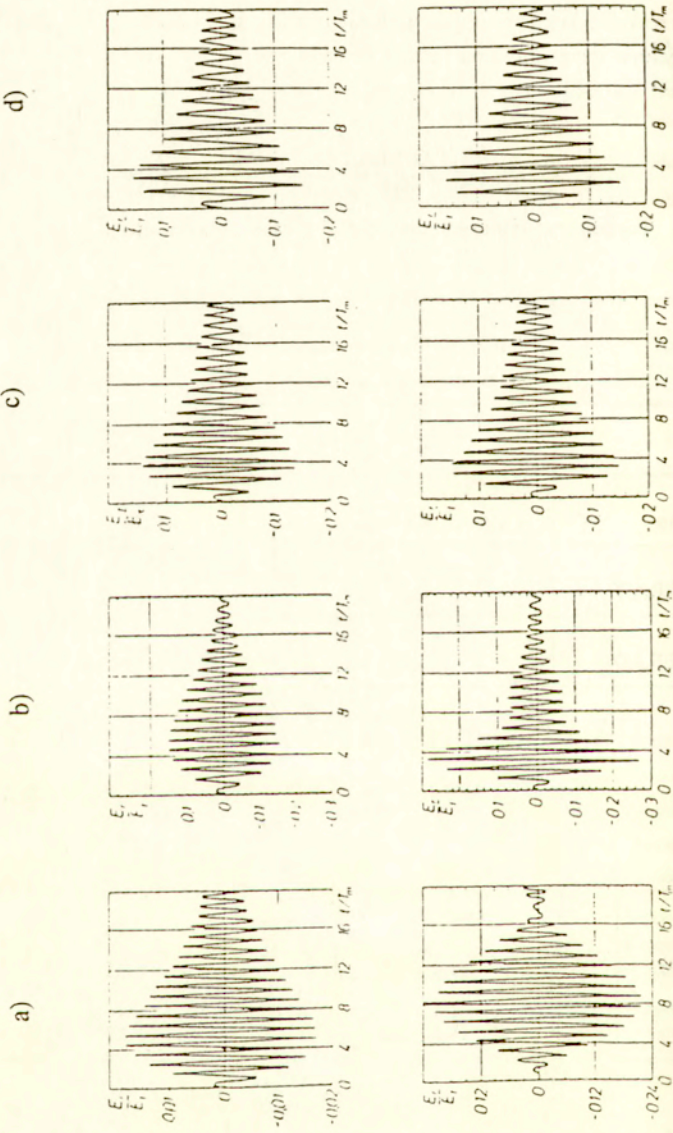
- pobudzenie funkcją Diraca $\delta(t)$
- akustyczne warstwy dopasowujące o impedancji obliczonej wg DeSiletsa o grubości $\lambda_c/4$
- indukcyjność równoległa kompensująca urojoną część admitancji
- tylna powierzchnia przetwornika nie jest obciążona ($R_a=0$)
- ośrodek badany - woda ($\rho_b c_b = 1.5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

TABELA IV

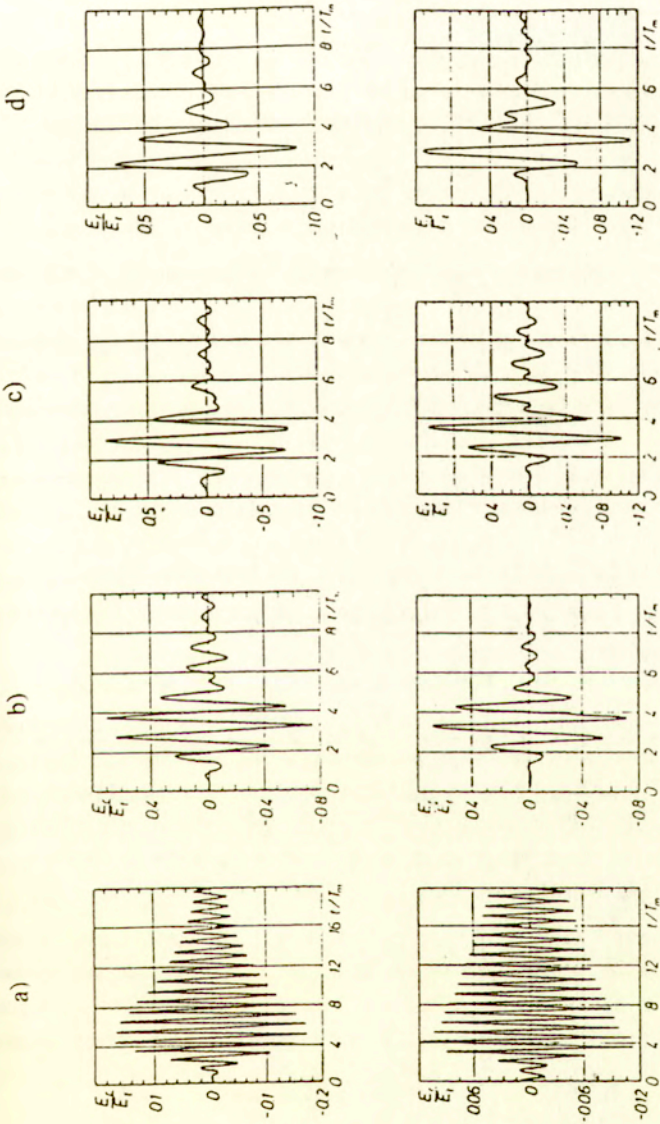
Parametry niektórych materiałów piezoelektrycznych

material piezoelektryczny	współczynnik sprzężenia elektromechanicznego k_t	impedancja akustyczna $\rho_p c_p \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$
kwarc	0.1	15
metaniolat ołowiu	0.33	20
PP-9 I (prod. CERAD)	0.5	34
PP-9 II (prod. CERAD)	0.7	34

Ry. 9.1. Admitancje względne obliczone dla przetworników z różnych materiałów piezoelektrycznych przemienających do wody (bez indukcyjności równoległej, bez obciążenia R_a):a - kwarc ($k_t=0.1$, $R_b=0.1$) b - metaniolat ołowiu ($k_t=0.33$, $R_b=0.075$)c - PP-9 I ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$) d - PP-9 II ($k_t=0.7$, $R_b=0.044$)



Rys 9.2. Impulsy odbite obliczone dla przetworników jak na rys 9.1. bez indukcji (góra) i z indukcją równoległą (dół): a - $m=0.99$ b - $m=0.95$ c - $m=0.89$ d - $m=0.75$



Rys. 9.3. Impulsy odbite obliczone dla przetworników jak na rys. 9.1 z indukcyjnościami równoległymi jak na rys. 9.2. z jedną (górną) warstwą dopasowującą o grubości $\lambda_c/4$: a - $R_{01}=0.215$ b - $R_{01}=0.178$ c - $R_{01}=0.125$ d - $R_{01}=0.125$ i z dwoma (dół) warstwami dopasowującymi o grubości $\lambda_c/4$: a - $R_{01}=0.374$, $R_{02}=0.139$ b - $R_{01}=0.329$, $R_{02}=0.109$ c - $R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$ d - $R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$

Jak widać z rys.9.2., impuls odbity dla przetwornika kwarcowego bez warstw i bez indukcyjności kompensacyjnej jest o rząd wielkości mniejszy niż dla przetworników ceramicznych. Główną tego przyczyną jest duża wartość części urojonej admitancji elektrycznej w porównaniu z jej częścią rzeczywistą (rys.9.1.), a to kolei zależy od współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_1 [52].

Po skompensowaniu części urojonej admitancji (rys.9.2. - dół) impulsy dla kwarcu stają się krótsze, a ich amplituda większa w porównaniu z impulsami dla ceramiki PP-9. Można to wytłumaczyć lepszym dopasowaniem akustycznym przetwornika do ośrodka badanego. Widać także, że wpływ kompensacji elektrycznej na amplitudę impulsów jest tym większy im mniejszy jest współczynnik k_1 - dla kwarcu, po zastosowaniu równoległej indukcyjności, amplituda wzrosła ponad 10 razy, dla PP-9 II prawie niezauważalnie.

Zastosowanie pojedynczej akustycznej warstwy dopasowującej (rys.9.3.-góra) powoduje pogorszenie impulsu odbitego dla kwarcu i wyraźne polepszenie (wzrost amplitudy, skrócenie impulsu) dla przetworników ceramicznych. Dla kwarcu, którego impedancja akustyczna ρc jest mniejsza od impedancji ceramiki PP-9, warstwa nie ma zasadniczego wpływu na dopasowanie akustyczne do wody i impuls zależy bardziej od innych czynników. Wprowadzenie bowiem warstwy akustycznej wpływa też na impedancję elektryczną i wzajemne relacje pomiędzy gałęzią akustyczną i elektryczną w schemacie zastępczym przetwornika; jak widać w tym wypadku wpływ ten jest niekorzystny. Należy też zwrócić uwagę na fakt, że dla dwóch rodzajów ceramiki PP-9 amplitudy impulsów są zbliżone, ale dla PP-9 II, impuls odbity jest krótszy. W tym wypadku dopasowanie akustyczne jest identyczne, a kształt impulsu zależy głównie od dobroci układu, która maleje ze wzrostem współczynnika k_1 [16].

Zastosowanie dwóch warstw dopasowujących (rys.9.3.-dół) powoduje wzrost amplitudy impulsu odbitego tylko dla ceramiki PP-9, mało wpływa na impuls dla ceramiki z metaniobatu ołowiu i powoduje dalsze pogorszenie impulsu dla kwarcu. Wynika to, oczywiście z faktu, że ceramika PP-9 ma największą impedancję akustyczną i wprowadzenie drugiej warstwy polepsza jej dopasowanie akustyczne do wody, podczas gdy zastosowanie drugiej warstwy nie wpływa zasadniczo na dopasowanie akustyczne ceramiki metaniobatowej [93], a pogarsza dopasowanie kwarcu.

Podsumowując, można stwierdzić, że wybór materiału ceramicznego zależy od wielu czynników. W głowicach ultrasonograficznych nie wykorzystuje się kwarcu, ale wynika to głównie stąd, że dla stosowanych tu częstotliwości i średnic impedancja elektryczna głowic kwarcowych jest bardzo duża (rys.6.2.a) i źle jest dopasowanie elektryczne do kabli i układów

nadajnika i odbiornika. Stosowanie układów kompensujących pojemność statyczną C_0 oraz akustycznych warstw dopasowujących wpływa na parametry głowicy, ale wpływ ten jest różny w zależności od zastosowanego materiału piezoelektrycznego. Należy też pamiętać, że wybór odpowiedniego materiału powodować może uproszczenie konstrukcji głowicy, na przykład optymalne dopasowanie ceramiki metaniobatowej do wody wymaga stosowania jednej warstwy, a ceramiki typu PZT - dwóch. Ostatnio coraz szerzej stosuje się materiały kompozytowe [7], [26], [32] których impedancja akustyczna jest o rząd wielkości mniejsza niż materiału ceramicznego, co zdecydowanie polepsza dopasowanie akustyczne do tkanek miękkich i poszerza pasmo funkcji przenoszenia.

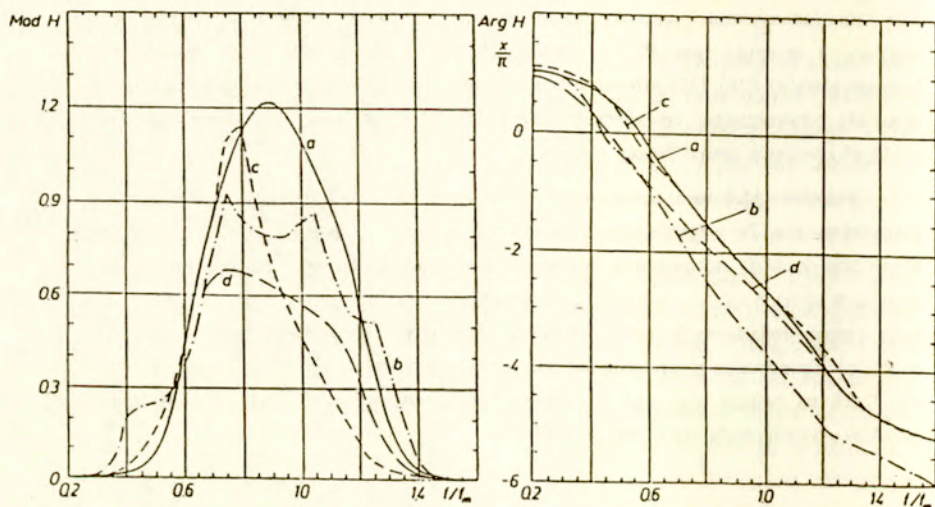
Podobnie jak kwarc, trudno dopasowuje się, szczególnie do układu nadawczego, folie piezoelektryczne. Ze względu jednak na szerokie pasmo przenoszenia i dobre dopasowanie akustyczne do wody stosowane są one powszechnie do budowy hydrofonów [48],[50] lub w głowicach ultrasonograficznych jako przetworniki odbiorcze [31],[34]. Folie piezoelektryczne mają szereg dodatkowych zalet, takich jak pomijalne mody drgań poprzecznych, czy możliwość formowania przetworników skupiających, które spowodowały podjęcie w różnych ośrodkach na świecie prac nad metodami dopasowywania ich do nadawczo-odbiorczych układów ultrasonograficznych [46],[48], [49].

10. WPŁYW FUNKCJI PRZENOSZENIA NA IMPULS ODBITY

Przeważnie, autorzy opisujący pracę głowicy ultradźwiękowej nie omawiają wpływu kształtu argumentu funkcji przenoszenia H na kształt impulsów odbitych. Problem ten wymaga dłuższych studiów, tym niemniej omówiono tutaj niektóre aspekty związane z konstrukcją głowic [65], [67]

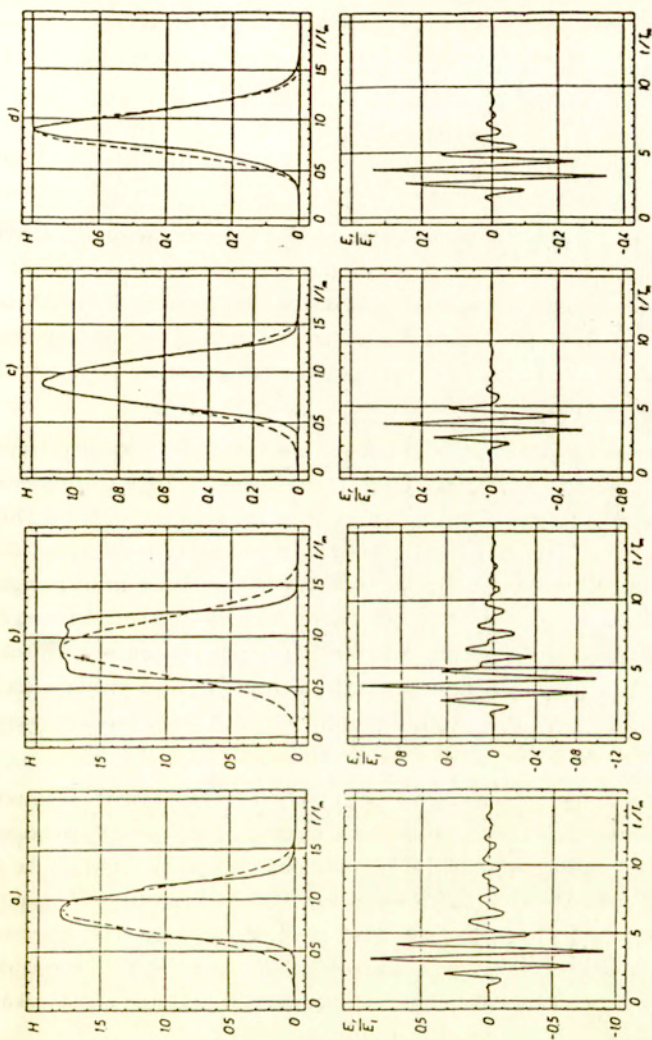
Na rys.10.1. przedstawiono zmiany modułu i argumentu funkcji przenoszenia H wynikające ze zmiany optymalnych (z punktu widzenia amplitudy i kształtu impulsu odbitego) parametrów głowicy z dwoma akustycznymi warstwami dopasowującymi i równobłą indukcyjnością kompensacyjną. Dla parametrów wybranych właściwie (a) moduł H jest symetryczny względem częstotliwości rezonansu elektrycznego f , a argument H w zakresie częstotliwości $(0.55-1.3) f_m$ zmienia się liniowo. Zmiany parametrów głowicy, a w szczególności zmiany grubości warstw, wpływają wyraźnie na wartość i kształt modułu funkcji H , oraz na częstotliwość, przy której osiąga on wartość maksymalną - dla podanego tutaj przykładu ($n=p=0.35$) częstotliwość, przy której moduł H jest największy, przesuwa się z

wartości $0.88 f_m (= f_c)$ do wartości $0.8 f_m$. Zmiany parametrów głowicy nie wpływają tak wyraźnie na przebieg argumentu funkcji H, zachowuje on swój liniowy charakter, przy czym zmiana indukcyjności kompensacyjnej (d) zmienia nachylenie krzywej.



Rys. 10.1. Nadawczo-odbiorcza funkcja przenoszenia H obliczona dla przetwornika z PZT ($k_1=0.5$) promieniującego do wody ($R_b=0.044$) poprzez dwie warstwy dopasowujące ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$, $n=p=0.25$) z obciążeniem tylnym ($R_a=0.3$) i równoległą indukcyjnością kompensacyjną ($m=0.88$) - a b - zmieniona impedancja akustyczna warstw ($R_{01}=0.35$, $R_{02}=0.15$), inne parametry jak dla a c - zmieniona grubość warstw ($n=p=0.35$), inne parametry jak dla a d - zmieniona indukcyjność ($m=0.5$), inne parametry jak dla a

Konstrukcja głowicy ultradźwiękowej powinna zależeć od jej przeznaczenia. Należy przy tym pamiętać, że na kształt impulsu odbitego wpływa nie tylko pasmo, ale i kształt nadawczo-odbiorczej funkcji przenoszenia H. Zastosowanie dwóch (zamiast jednej) akustycznych warstw dopasowujących powoduje poszerzenie pasma funkcji H, ale jednocześnie zmienia jej kształt z dzwonowatego na trapezowy (por. rys.10.2.a,b), a to z kolei powoduje wydłużenie "ogona" impulsu odbitego. W celu polepszenia kształtu impulsów odbitych stosuje się obciążenie tylnej powierzchni przetwornika, z tym, że należy zwracać uwagę, aby obciążenie to nie było za silne. Porównując rys.10.2 (c) i (d), widzimy, że zwiększając impedancję akustyczną obciążnika z $R_a=0.35$ na $R_a=0.8$, powodujemy nie tylko zmniejszenie amplitudy impulsu odbitego, ale także pogorszenie jego kształtu. Na rys.10.2. krzywe funkcji przenoszenia H porównano z funkcjami Gaussa, obliczonymi tak, aby wartości maksymalne i e razy mniejsze były takie same dla obu funkcji - Gaussa i H. Widzimy, że



Rys. 10.2. Nadawczo-odbiorcza funkcja przenoszenia H (porównywana z funkcją Gaussa - linia przerywana) obliczona dla przetwornika z PZT ($k_p=0.5$), promieniującego do wody ($R_b=0.044$) z równoległą indukcją kompensacyjną ($m=0.88$)

a - poprzez jedną warstwę dopasowującą ($R_{01}=0.125$, $n=0.25$), bez z obciążenia tylnego ($R_n=0$)

poprzez dwie warstwy dopasowujące ($R_{01}=0.262$, $R_{02}=0.069$, $n=p=0.25$); b - bez obciążenia tylnego ($R_n=0$)

c - z obciążeniem tylnym ($R_n=0.35$)

d - z obciążeniem tylnym ($R_n=0.8$)

najkrótszy impuls otrzymujemy, gdy funkcja przenoszenia H ma kształt najbardziej zbliżony do krzywej Gaussa (rys.10.2.c). Należy więc pamiętać, że stosowanie głowic szerokopasmowych (o charakterystyce trapezowej) może wiązać się z pogorszeniem impulsów odbitych.

11. PODSUMOWANIE

Celem pracy było omówienie problemów związanych z pracą nadawczo-odbiorczych głowic ultradźwiękowych stosowanych w diagnostycznej aparaturze medycznej. Metody i aparatura ultrasonograficzna opracowywane są w Zakładzie Ultradźwięków IPPT-PAN od przeszło trzydziestu lat. Rozwojowi aparatury elektronicznej towarzyszy opracowywanie nowych rodzajów głowic. W powyższej pracy przedstawiono oryginalne prace autorki, głównie z ostatnich 10-ciu lat [63-72], poświęcone temu zagadnieniu.

Prace własne poprzedzono rozdziałem 2.1 z opisem efektu piezoelektrycznego podanym przez Berlincourta, Currana i H. Jaffego [3] oraz rozdziałami 2.2-2.5 omawiającymi najczęściej spotykane w literaturze [47] schematy zastępcze przetwornika - Masona [70], Filipczyńskiego-Redwooda [14], [15], [80], Colliego [9], KLM [47]. W rozdz. 2.2 przytoczono za wcześniejszymi pracami autorki [52-57] wyniki pomiarów rozkładu drgań powierzchni przetwornika ceramicznego, z których wynika, że przetwornik drga tłokowo gdy jego obciążenie akustyczne jest dostatecznie duże (rys.2.1), zasadę pomiaru współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t za pomocą metody owertonowej (rys. 2.4) oraz pomiaru pojemności statycznej przetwornika C_0 na parzystych harmonicznym częstotliwości rezonansu mechanicznego (rys.2.5).

W rozdz.2.3, opierając się na pracy Kino [42], autorka obliczyła admitancję przetwornika ze schematu Masona (wzór 2.60) i z układu rezonansu szeregowego, pokazując, że dla niewielkich obciążeń akustycznych przetwornika (takich, z jakimi spotykamy się w ultrasonografii) oba wykresy niemal całkowicie pokrywają się. Korzystając ze wzorów podanych przez Kino [42], autorka obliczyła zależność współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t od stosunku pojemności w gałęzi szeregowej C' i pojemności statycznej C_0 (rys.2.8) i opisała metodę pomiaru k_t stosowaną w Zakładzie Ultradźwięków (rozd.14.1.1).

Ze względu na wpływ obwodów elektrycznych na pracę głowicy autorka wprowadziła do zastępczego układu Masona układ kompensacyjny, oporność bocznikującą, kable i przewody doprowadzające. W celu zbadania wpływu poszczególnych parametrów na

charakterystyki głowicy (impedancję, funkcje przenoszenia), autorka zastosowała wielkości względne (rozdz.2.6). Zarówno impedancje akustyczne - ośrodka badanego, obciążnika i warstw dopasowujących jak i pojemność statyczną i obwód kompensacyjny (po przeniesieniu na mechaniczną stronę transformatora elektromechanicznego) zostały znormalizowane względem impedancji akustycznej przetwornika, natomiast impedancje elektryczne - kabla, przewodów doprowadzających, opornika bocznikującego, nadajnika i odbiornika względem impedancji elektrycznej głowicy Z_e . Częstotliwość została znormalizowana względem częstotliwości rezonansu mechanicznego, grubości warstw dopasowujących względem długości fal akustycznych, a długości kabli i przewodów doprowadzających względem długości fal elektromagnetycznych.

Ze względu na coraz szersze stosowanie folii piezoelektrycznych do układu zastępczego zostały wprowadzone, zgodnie z propozycją Browna i Carlsona [6], impedancje charakteryzujące straty mechaniczne i dielektryczne, które autorka znormalizowała względem impedancji akustycznej przetwornika (rozdz.3) i obliczyła zależność współczynnika strat mechanicznych od współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t i częstotliwości względnej f/f_m (rys.3.2 i 3.3)

Do obliczeń zastosowano szybką transformatę Fouriera i rachunek macierzowy. Umożliwia to uwzględnianie wszystkich parametrów układu, które są funkcjami częstotliwości lub czasu. Można na przykład uwzględnić tłumienie ośrodka badanego (Na rys.11.1 pokazano dla przykładu wpływ tłumienia na funkcję przenoszenia i impuls odbity).

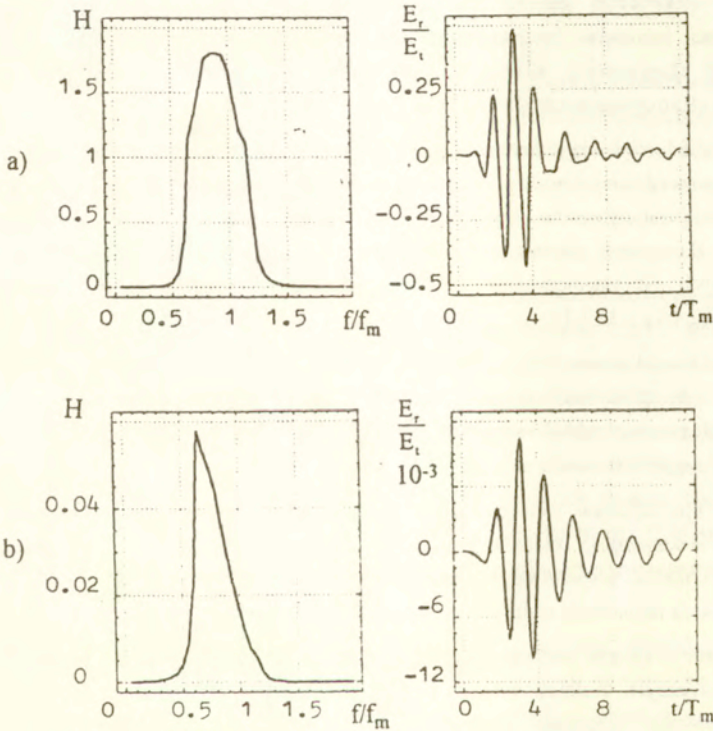
Pełen opis działania nadawczo-odbiorczych układów ultrasonograficznych wymagałby uwzględnienia konstrukcji układów elektronicznych. Ponieważ jednak głównym celem było opracowanie metod projektowania i konstrukcji ultradźwiękowych głowic, założono dla uproszczenia, że impedancje nadajnika i odbiornika są opornościami skupionymi.

W rozdz.4 zostały omówione problemy związane z zastosowaniem dopasowujących warstw akustycznych. Autorka wykazała [59-64], że grubość warstw powinny być obliczane dla częstotliwości rezonansu elektrycznego (a nie jak zwykle podają autorzy dla mechanicznego), który jest funkcją współczynnika sprzężenia elektromechanicznego k_t

Autorka opracowała oryginalną i prostą metodę określania podczas szlifowania warstwy jej optymalnej ($\lambda_e/4$) grubości na podstawie pomiarów admitancji przetwornika (rozdz. 4.1).

Porównując kształty impulsów odbitych od idealnego reflektora uzyskiwane przy zastosowaniu warstw o różnej impedancji akustycznej autorka wykazała, że optymalna z tego punktu widzenia impedancja powinna być obliczana według wzorów podanych przez DeSiletsa, oraz że amplitudy impulsów zależą od impedancji tylko w minimalnym stopniu (rozdz.4.2).

W rozdz.5 autorka porównała wpływ na funkcję przenoszenia i impuls odbity oporności bocznikującej głowicę z wpływem obciążania akustycznego tylnej powierzchni przetwornika. Jak widać (rys. 5.1), na kształt impulsu wpływa bardziej obciążenie tylnej powierzchni przetwornika, które powoduje zmianę kształtu funkcji przenoszenia z trapezowego na dzwonowy, co z kolei powoduje skrócenie impulsu odbitego [66].



Rys. 11.1. Nadawczo-odbiorcze funkcje przenoszenia H oraz impulsy odbite od idealnego reflektora zanurzonego w wodzie obliczone dla przetwornika z PZT ($k_t=0.5$, $R_b=0.044$), z jedną warstwą dopasowującą ($R_{01}=0.125$, $n=0.25$), bez obciążenia tylnego ($R_a=0$), z równoległą indukcyjnością ($m=0.88$). Impuls nadawczy w postaci połowy okresu sinusoidy o częstotl. $f_c=0.89$, $R'_t=0.01$, $R'_r=10$:
 a- osrodek nietłumiący
 b- osrodek tłumiący (tłumienie proporcjonalne do częstotliwości, dla częstotliwości f_c równe 40 dB)

W rozdz.6 autorka obliczyła impedancję elektryczną przetworników w zależności od parametrów materiałowych, częstotliwości rezonansowej, średnic i obciążenia akustycznego oraz zbadała wpływ kabli koncentrycznych i przewodów doprowadzających na pracę głowicy.

Należy zauważyć, że ze względu na to, że w ultrasonografii długość kabli jest o dwa rzędy wielkości mniejsza od długości fali, wpływ ten był przez autorów pomijany, chociaż jest on znaczny, szczególnie dla głowic niskoomowych. W praktyce impedancję elektryczną głowic dopasowuje się do impedancji wejściowej kabla (np. poprzez zastosowanie autotransformatora). Problem jest dużo bardziej skomplikowany, gdy chcemy wyeliminować wpływ przewodów doprowadzających, które należy traktować jak linię długą o impedancji charakterystycznej 300 omów [66,67]. W Zakładzie Ultradźwięków stosuje się, podaną przez Filipczyńskiego [17] metodę podziału przetwornika na n części i łączenie ich szeregowo, co zwiększa n^2 razy ich impedancję.

W rozdz.7 autorka pokazała, że wybór rodzaju (szeregowej lub równoległej) indukcyjności kompensującej pojemność statyczną przetwornika wpływa na impedancję elektryczną głowicy, co może być wykorzystane przy dopasowywaniu głowicy do kabla koncentrycznego. Zanalizowała również wpływ obwodu kompensacyjnego składającego się z trzech indukcyjności na funkcję przenoszenia i impulsy odbite pokazując, że dwie odpowiednio obliczone indukcyjności (czwórnik typu L) wpływają tak samo na funkcję przenoszenia układu jak trzy (czwórnik typu Π). [65-67]

W rozdz.8 autorka zanalizowała wpływ kształtu i długości impulsu nadawczego (typu sinusoidalnego, prostokątnego i dwóch impulsów w przeciwfazie) na impuls odbity. Porównując transformaty Fouriera impulsu nadawczego z funkcjami przenoszenia głowicy, wykazała, że optymalna długość impulsu nadawczego jest wtedy, gdy listek główny transformaty pokrywa się najbardziej z funkcją przenoszenia (rys.8.1.c). Skracanie impulsu nadawczego tak, że jego transformata Fouriera ma pasmo szersze od pasma funkcji przenoszenia głowicy, jest w pewnym sensie bezużyteczne, gdyż powoduje to spadek amplitudy impulsu odbitego bez wyraźnego poprawienia jego kształtu. O długości impulsu odbitego decyduje bowiem iloczyn funkcji przenoszenia głowicy i transformaty Fouriera impulsu nadawczego. Jedyną więc drogą do otrzymania krótszych impulsów odbitych jest polepszenie konstrukcji głowicy ultradźwiękowej [67,68].

W rozdz.9 autorka porównała wpływ parametrów materiałowych na pracę nadawczo-odbiorczych głowic ultradźwiękowych. Pokazała, że wybór materiału piezoelektrycznego zależy od wielu czynników. W głowicach ultrasonograficznych nie wykorzystuje się na przykład kwarcu, ale wynika to głównie stąd, że dla stosowanych tu częstotliwości i średnic impedancja elektryczna głowic kwarcowych jest bardzo duża (rys.6.2.a) i źle jest dopasowanie elektryczne do kabli i układów nadajnika i odbiornika. Stosowanie układów kompensujących pojemność statyczną C_0 oraz akustycznych warstw dopasowujących wpływa na parametry głowic, ale wpływ ten jest różny w zależności od zastosowanego materiału piezoelektrycznego. Należy też pamiętać, że wybór odpowiedniego materiału powodować

może uproszczenie konstrukcji głowicy, na przykład optymalne dopasowanie ceramiki metaniobatowej do wody wymaga stosowania jednej warstwy, a ceramiki typu PZT - dwóch.

Podobnie jak kwarc, trudno dopasowuje się, szczególnie do układu nadawczego, folie piezoelektryczne. Ze względu jednak na szerokie pasmo przenoszenia i dobre dopasowanie akustyczne do wody stosowane są one powszechnie do budowy hydrofonów [50],[96] lub w głowicach ultrasonograficznych jako przetworniki odbiorcze [34]. Folie piezoelektryczne PVDF mają szereg dodatkowych zalet, takich jak pomijalne mody drgań poprzecznych, czy możliwość formowania przetworników skupiających. Zalety te spowodowały podjęcie w różnych ośrodkach na świecie prac nad metodami dopasowywania folii do nadawczo-odbiorczych układów ultrasonograficznych [13], [48], [49], [92]. Duże zalety i to ze względu na dopasowanie akustyczne do tkanek miękkich (wody) jak i współczynnik sprzężenia elektromechanicznego mają opracowywane i stosowane ostatnio przetworniki kompozytowe (składające się ze słupków z ceramiki PZT oddzielonych od siebie żywicą) [7], [26], [32]. Prace nad zastosowaniem w ultrasonografii zarówno folii PVDF (praca magisterska prowadzona przez autorkę) jak i przetworników kompozytowych (praca doktorska prowadzona przez prof. Andrzeja Nowickiego) zostały podjęte również w Zakładzie Ultradźwięków. Opisana w pracy analiza pracy ultradźwiękowych układów nadawczo-odbiorczych jest wykorzystywana przy opracowywaniu w Zakładzie Ultradźwięków głowic z zastosowaniem folii i kompozytów.

W rozdz.10 autorka wykazała, że zastosowanie dwóch warstw dopasowujących poszerza pasmo przenoszenia głowicy, ale może spowodować wydłużenie się "ogona" impulsu odbitego. Na kształt impulsu zasadniczy wpływ ma kształt nadawczo-odbiorczej funkcji przenoszenia. Najkrótsze impulsy odbite uzyskujemy, gdy funkcja przenoszenia ma kształt zbliżony do funkcji Gaussa (Rys.10.2) [66,67]

12. PIŚMIENNICTWO

- [1] Y. BAR-COHEN, D.A. STUBBS, W.C. HOPPE, *Multiphase backing materials for piezoelectric broadband transducers*, J. Acoust. Soc. Am., **75**, 5, 1629-33 (1984)
- [2] H.P. BEERMAN, *Optimizing matching layers for a three-section broad-band piezoelectric PZT-5A transducer operating into water*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-28**, 52-53 (1981)
- [3] D.A. BERLINCOURT, D.R. CURRAN, H. JAFFE, *Piezoelectric and piezomagnetic materials and their function in transducers*, Physical Acoustics, vol. 1, part A, Academic Press, New York, 1964, ed. W.P. MASON.
- [4] G. BRADFIELD, *Ultrasonic transducers, Part B*, Ultrasonics, **8**, 3, 177 -189 (1970)
- [5] M. BRISSAUD, *Characterization of piezoceramics*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **38**, 6, 603-617 (1991).
- [6] J.F. BROWN, D.L. CARLSON, *Ultrasound transducer models for piezoelectric polymer films*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **36**, 3, 313 -318 (1989).
- [7] T. BUI, *Specific acoustic impedances of piezoelectric ceramic and polymer composites used in medical applications*, J. Acoust. Soc. Am., **83**, 6, 2416-2421 (1988)
- [8] C.H. CHOU, J.E. BOWERS, A.R. SELFRIDGE, B.T. KHURI-YAKUB, G.S. KINO, *The design of broadband and efficient acoustic wave transducers*, Ultrasonic Symposium, v.2, IEEE, 984-88 (1980)
- [9] D.A.L. COLLIE, M.A. PLAYER, *Extended computer method for predicting the transient response of ultrasonic NDT probes*, Ultrasonics, **27**, 141-149 (1989)
- [10] J-L. DION, *An intuitive multilayered transducer model with losses based on transmission line theory*, Ultrasonic Symposium, 1987 IEEE, 711-715
- [11] J-L. DION, *A new approach to one-dimensional piezoelectric transducer modelling*, IEEE Ultrasonic Symposium, Honolulu 1990,
- [12] M. ERIKSEN, *Noninvasive measurement of arterial diameters in humans using ultrasound echos with prefiltered waveforms*, Medical & Biological Engineering & Computing, **25**, 189-194 (1987)
- [13] G. FEUILLARD, M. LETHIECQ, L. TESSIER, F. PATAT, M. BERSON, *High resolution B-scan imaging of the skin using a 50 MHz P(VDF-TrFE)-based ultrasonic transducer*, Europ.Journ. of Ultrasound, **1**, 183-189 (1994)

- [14] L. FILIPCZYŃSKI, *Transient equivalent circuit and negative capacitance of a piezoelectric transducer performing thickness vibrations*, J. of Tech. Physics, **16**, 2, 121-135 (1975)
- [15] L. FILIPCZYŃSKI, *Transients and the equivalent electrical circuit of the piezoelectric transducer*, Acustica, **10**, 149-154 (1960)
- [16] L. FILIPCZYŃSKI, G. ŁYPACEWICZ, *Dependence between the Q -value of piezoelectric transducers loaded acoustically and the electromechanical coupling coefficient k_t* , Proc. Vibr. Probl, **10**, 2, 213-229, (1969)
- [17] L. FILIPCZYŃSKI, D. KOMITOWSKI, G. ŁYPACEWICZ, B. ROŚCISZEWSKA, J. SALKOWSKI, *Ultrasonograf UO-3 do wizualizacji struktur oka i jego kliniczne zastosowania*, Arch. Akust., **8**, 3, 265-282 (1973)
- [18] L. FILIPCZYŃSKI, G. ŁYPACEWICZ, J. SALKOWSKI, *Intensity determination of focused ultrasonic beams by means of electrodynamic and capacitance methods*, Proc. Vibr. Probl, **15**, 4, 297-305, (1974)
- [19] L. FILIPCZYŃSKI, D. KOMITOWSKI, G. ŁYPACEWICZ, B. ROŚCISZEWSKA, J. SALKOWSKI, *Ultrasonic intensity in the imaging of the eye structures*, Proc. Vibr. Probl, **13**, 1, 15-25, (1972)
- [20] L. FILIPCZYŃSKI, G. ŁYPACEWICZ, J. SALKOWSKI, T. WASZCZUK, *Wyznaczenie natężenia w zogniskowanej wiązce ultradźwiękowej za pomocą metody elektrodynamicznej i pojemnościowej w zastosowaniu do automatycznej wizualizacji struktur oka*. Arch. Akust., **11**, 2, 189-198 (1976)
- [21] L. FILIPCZYŃSKI, G. ŁYPACEWICZ, *Ogólna czułość ultradźwiękowej aparatury impulsowej i jej znaczenie w diagnostyce chorób oczu*, Arch. Akust., **9**, 1, 67-84 (1974)
- [22] F.S. FOSTER, L.K. RYAN, D.H. TURNBULL, *Characterization of lead zirconate titanate ceramics for use in miniature high-frequency (20-80 MHz) transducers*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, UFFC-**38**, 5, 446-453 (1991)
- [23] J.H. GOLL, *The design of broad-band fluid-loaded ultrasonic transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-**26**, 6, 385-393 (1979).
- [24] J.H. GOLL, B.A. AULD, *Multilayer impedance matching schemes for broadbanding of water loaded piezoelectric transducers and high Q electric resonators*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-**22**, 1, 51-53 (1975).
- [25] Guide to dynamic measurements of piezoelectric ceramics with high electromechanical coupling, Publication 483, ed. Bureau Central de la Commission Electrotechnique Internationale, Geneve, 1976

- [26] G. HAYWARD, J.A. HOSSACK, *Unidimensional modeling of 1-3 composite transducers*, J. Acoust. Soc. Am., **88**, 2, 599-608 (1990)
- [27] G. HAYWARD, M.N. JACKSON, *A study of electronic switching devices for the characterisation of ultrasonic probe assemblies*, Ultrasonic Symposium, 1983 IEEE, 752-756
- [28] G. HAYWARD, M.N. JACKSON, *Discrete-time modeling of the thickness mode piezoelectric transducer*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-31**, 3, 137-159 (1984)
- [29] G. HAYWARD, C.J. MACLEOD, T.S. DURRANI, *A system model of the thickness mode piezoelectric transducer*, J. Acoust. Soc. Am., **76**, 2, 369-382 (1984)
- [30] D. HAZONY, T. KOCHER, *Finite impulse response ultrasonic transducers*, J. Acoust. Soc. Am., **71**, 1, 203-206 (1982)
- [31] J.H. HUNT, M. ARDITI, F.S. FOSTER, *Ultrasound transducers for pulse-echo medical imaging*, IEEE Trans. on Biomedical Engineering, **BME-30**, 8, 453 - 473 (1983).
- [32] J.H. IH, B.H. LEE, *Performance analysis of piezoelectric composite plates with consideration of the internal losses*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **36**, 1, 73-77 (1988)
- [33] T. INQUE, M. OHTA, S. TAKAHASHI, *Design of ultrasonic transducers with multiple-acoustic matching layers for medical application*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **34**, 1, 8 -14 (1987)
- [34] V.P. JACSON, E. KELLY-FRAY, P.A. ROTHSLID, R.W. HOLDEN, S.A. CLARC, *Automated breast sonography using a 7.5 MHz PVDF transducer: preliminary clinical evaluation*, Radiology, **159**, 3, 679 - 684 (1986).
- [35] H. JAFFE, D.A. BERLINCOURT, *Piezoelectric transducer materials*, Proc. of IEEE, **53**, 10, 1372-86 (1965)
- [36] Z. JAGODZIŃSKI, *Mechanical or electromechanical resonance?*, Acustica, **23**, 355-361 (1970)
- [37] Z. JAGODZIŃSKI, *The radiation efficiency of ultrasonic transducers*, Archiwum Akustyki **7**, 2, 151-167 (1972)
- [38] N. DE JONG, J. SOUQUET, G. FABER, N. BOM, *Vibration modes, matching layers and grating lobes*, Ultrasonics, **23**, 176-182 (1985)

- [39] CHICHIRO KASAI, DAITARO-OKUYAMA, YOSHIMITSU KIKUCHI, *Generation and detection of short ultrasonic pulses via piezoelectric transducer with intermediate layer of quarter wavelength*, Electronics and Communications in Japan, **56-A**, 4, 43-49 (1973)
- [40] R. KAZYS, E. MAZAK, *The features of disk shape piezoelectric ceramic transducer equivalent circuit*, Acustica, **28**, 208-214 (1973)
- [41] S.J.H. van KERVEL, J.M. THIJSEN, *A calculation scheme for the optimum design of ultrasonic transducers*, Ultrasonics, **20**, 5, 134-140 (1983)
- [42] G.S. KINO, *Acoustic waves: devices, imaging, and the signal processing*, Stanford University, Prentice-Hall, INC., Englewood Cliffs, New Jersey 07632, 1987
- [43] G. KOSSOFF, *The effects of backing and matching on the performance of piezoelectric ceramic transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-13**, 20-30 (1966)
- [44] H.A. KUNKEL, S. LOCKE, B. PIKEROEN, *Finite-element analysis of vibrational modes in piezoelectric ceramic disks*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **UFFC-37**, 4, 316-328 (1990)
- [45] R. LAL, D.K. DAS-GUPTA, *Characterisation of ultrasonic transducers*, IEEE Trans. on Electrical Insulatio, **24**, 3, 473-480 (1989)
- [46] C.T. LANCEE, J. SOUQUET, H. OHIGASHI, N. BOM, *Ferro-electric ceramics versus polymer piezoelectric materials*, Ultrasonics, **24**, 3, 138-142 (1986)
- [47] D. LEEDOM, H. KRIMHOLTZ, G. MATTHAEI, *Equivalent circuits for transducers having arbitrary even or odd symmetry piezoelectric excitation*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-18**, 128-141 (1971)
- [48] P.A. LEWIN, M.E. SCHAFER, *Wideband Piezoelectric Polymer Acoustic Sources*, IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, **UFFC- 35**, 2, 175-184 (1988).
- [49] P.A. LEWIN, Q. ZHANG, P.E. BLOOMFIELD, *Enhanced bandwidth ultrasound transducers with multiple piezoelectric polymer layers*, New Developments in Ultrasonic Transducers and Transducer Systems, Editor. Frederic L. Lizzi, Proc. SPIE 1733, 297-306, 1992.
- [50] P.A. LEWIN, *Miniature piezoelectric polymer ultrasonic hydrophone probes*, Ultrasonics, **16**, 213-216 (1981).
- [51] G.C. LOW, R.V. JONES, *Design and construction of short pulse ultrasonic probes for non-destructive testing*, Ultrasonic, **22**, 3, 85-95 (1984)

- [52] G. ŁYPACEWICZ, *Problemy elektroakustyczne ultradźwiękowych głowic stosowanych w diagnostyce medycznej*, Praca doktorska IPPT-PAN, Warszawa, 1969
- [53] G. ŁYPACEWICZ, L. FILIPCZYŃSKI, *Measurement method and experimental study of ceramic transducer vibrations*, *Acustica*, **24**, 4, 216-221 (1971)
- [54] G. ŁYPACEWICZ, L. FILIPCZYŃSKI, *Vibrations of piezoelectric ceramic transducers loaded mechanically*, *Proc. Vibr.Probl*, **3**, 11, 283-299 (1970)
- [55] G. ŁYPACEWICZ, L. FILIPCZYŃSKI, *Measurements of the clamped capacitance C_0 and the electromechanical coupling coefficient k_t of piezoelectric ceramic transducers under mechanical load*, *Acustica*, **25**, 1, 64-68 (1972)
- [56] G. ŁYPACEWICZ, L. FILIPCZYŃSKI, *Measurements of the clamped capacitance C_0 and the overtone method for measuring the electromechanical coupling coefficient k_t of piezoelectric ceramic transducers under mechanical load*, *Proc. Vibr.Probl*, **4**, 11, 319-330, (1970)
- [57] G. ŁYPACEWICZ, L. FILIPCZYŃSKI, *Vibration patterns and measurements of piezoelectric transducers loaded mechanically*, *Proc. VII International Congress on Acoustics*, Budapest 1971, Paper **26U4**, 633-636
- [58] G. ŁYPACEWICZ, E. DURIASZ, *Zależność odpowiedzi impulsowej od parametrów przetwornika*, *Mat. XXXV Seminarium OSA'89*, 118-123, Warszawa, 1989
- [59] G. ŁYPACEWICZ, E. DURIASZ, *Design of ultrasonic probes used for medical diagnostics*, *Archives of Acoustics*, **15**, 3-4, 137-159 (1990.)
- [60] G. ŁYPACEWICZ, E. DURIASZ, *Modified Mason's equivalent circuit of ultrasonic probe*, *Lecture Notes of the ICB Seminars on Biomeasurements Ultrasounds in Diagnosis and Therapy*, Mądralin, September 1990, 222-237, ed. L. Filipczyński, ICB Warsaw 1992
- [61] G. ŁYPACEWICZ, E. DURIASZ, *Metoda wykonywania akustycznych warstw dopasowujących*, *Mat. VIII Symp. z Hydroakustyki*, 223-228, Gdańsk-Gdynia 1991
- [62] G. ŁYPACEWICZ, E. DURIASZ, *Design principles of transducers with matching layers based on admittance measurements*, *Archives of Acoustics*, **17**, 1, 117-131 (1992)
- [63] G. ŁYPACEWICZ, E. DURIASZ, K. MARASEK, *Symulacja komputerowa pracy głowicy ultradźwiękowej*, *Akustyka w Technice, Medycynie i Kulturze*, Granty KBN realizowane w latach 1991-92, Warszawa-Mądralin 1993, IPPT-PAN, 1994, 164-171
- [64] G. ŁYPACEWICZ, *Projektowanie ultradźwiękowych głowic do diagnostyki medycznej*, *Mat. IX Symp. z Hydroakustyki*, 11-30, Gdynia-Jurata 1992

- [65] G. ŁYPACEWICZ, *Układ kompensacyjny ultradźwiękowej głowicy do diagnostyki medycznej*, Mat. X Symp. z Hydroakustyki, Gdynia-Jurata 1993
- [66] G. ŁYPACEWICZ, *Influence of the electrical parameters on the ultrasonic probe impedance and the reflected pulses*, Archives of Acoustics, **19**, 4, 47-66 (1994)
- [67] G. ŁYPACEWICZ, *Influence of the electrical probe parameters on the reflected pulses*, Lecture Notes of the ICB Seminar on Biomeasurements Ultrasounds in Diagnosis and Therapy, Warsaw, September 1994, (w druku)
- [68] A. MARKIEWICZ, *Analiza impulsowych nadawczo-odbiorczych układów ultradźwiękowych stosowanych w diagnostyce medycznej*, Arch. Akustyki, **15**, 3, 207-228 (1978)
- [69] A. MARKIEWICZ, G. ŁYPACEWICZ, *Zastosowanie warstw dopasowujących głowice ultradźwiękowe do struktur biologicznych*, Prace OSA XXI, Rzeszów, 139-141 (1974)
- [70] W.P. MASON, Physical Acoustics, vol. 1, part A, Academic Press, New York 1964
- [71] MEQUIO, R.H. COURSAINT, P. PESQUE, *Simulation de la reponse acousto-electrique de structures piezoelectriques au moyen d'un algorithme de transformee de Fourier rapide*, Acta Electronica, **25**, 4, 311-323 (1983)
- [72] E.B. MILLER, D.G. EITZEN, *Ultrasonic transducer characterization at the NBS*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-26**, 1, 28-37 (1979)
- [73] W. MOON, I.J. BUSCH-VISHNIAC, *A finite-element equivalent bond graph modeling approach with application to the piezoelectric thickness vibrator*, J. Acoust. Soc. Am., **93**, 6, 3496-3506 (1993)
- [74] F. NAMIKI, A. IIDA, T. SHIMURA, *A new ultrasonic transducer to decrease the multi-reflections which cause artifacts on B-mode imaging*, Ultrasonic Symposium, 1987 IEEE, 707-710
- [75] M. ONOE, H.F. TIERSTEN, A.H. MEITZLER, *Shift in the location of resonant frequencies caused by large electromechanical coupling in thickness-mode resonators*, J. Acoust. Soc. Am., **35**, 1, 36-42 (1963)
- [76] W. PAJEWSKI, *Własności piezoelektryczne tworzyw ceramicznych i ich pomiar*, Elektroceramika, własności i nowoczesne metody badań, t.1, red. J. Ranachowski, PWN, Warszawa-Poznań, 1981
- [77] E.P. PAPAĐAKIS, *Theoretical and experimental methods to evaluate ultrasonic transducers for inspection and diagnostic applications*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-26**, 1, 14-27 (1979)

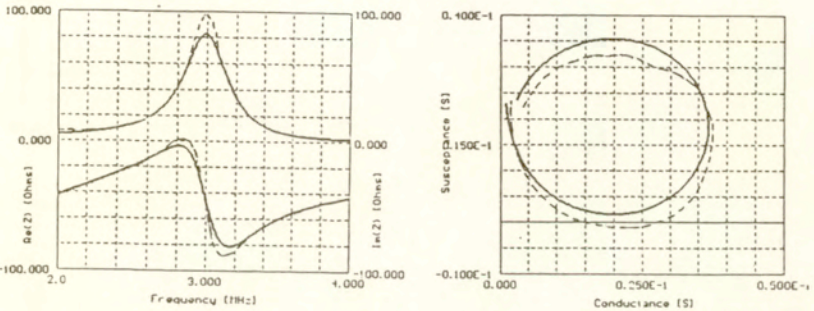
- [78] N.G. PACE, *Impulse response of water-loaded air-backed piezoelectric disks*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-26, 1, 37-41 (1979)
- [79] H.W. PERSSON, C.H. HERTZ, *Acoustic impedance matching of medical ultrasound transducers*, Ultrasonics, 23, 2, 83-89 (1985)
- [80] M. REDWOOD, *Transient performance of a piezoelectric transducer*, J. Acoust. Am., 33, 4, 527-36 (1961)
- [81] T.M. REEDER, D.K. WINSLOW, *Characteristics of microwave acoustic transducers for volume wave excitation*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, MTT-17, 11, 927-41 (1969)
- [82] T.M. REEDER, W.R. SHREVE, P.L. ADAMS, *A new broadband coupling network for interdigital surface wave transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-19, 4, 466-70 (1972)
- [83] T.L. RHYNE, *An improved interpretation of Mason's model for piezoelectric plate transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-25, 2, 98-103 (1978)
- [84] S. ROCCHI, L. CAPINERI, L. MASOTTI, M. RINIERI, *A transducer modelling technique for the identification of the transfer function and driving-point impedance*, Sensors and Actuators A, 32, 361-365 (1992)
- [85] W. SOLUCH, *Wstęp do piezoelektroniki*, praca zbiorowa, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa, 1980
- [86] W. SOLUCH, *Filtry piezoelektryczne*, praca zbiorowa, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa, 1982
- [87] R. SALAMON, *Metoda wyznaczania przestrzenno-czasowego rozkładu pola akustycznego przy użyciu funkcji odpowiedzi impulsowej*, Archiwum Akustyki, 8, 1, 43-56 (1973)
- [88] R. SALAMON, F. CHINCHURRETA, *Analyse piezoelektrischer Breitbandschwinger unter Anlehnung an die Differenzgleichung*, Acustica, 67, 19-29 (1988)
- [89] R. SALAMON, *Zarys teorii szerokopasmowych przetworników hydroakustycznych*, Zeszyty Naukowe, Nr 106 A, AMW, Gdynia 1990
- [90] C.M. SAYERS, C.E. TAIT, *Ultrasonic properties of transducer backings*, Ultrasonics, 22, 3, 57-60 (1984)
- [91] M.E. SCHAFER, P.A. LEWIN, *Transducer characterization using the angular spectrum method*, J. Acoust. Soc. Am., 85, 5, 2202-2214 (1989)

- [92] M.D. SHERAR, F.S. FOSTER, *The design and fabrication of high frequency poly(vinylidene fluoride) transducers*, Ultrasonic Imaging, **11**, 75-94, (1989).
- [93] C.S. DESILETS, J.D. FRASER, G.S. KINO, *The design of efficient broad-band piezoelectric transducers*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-25**, 3, 115-125 (1978)
- [94] C.S. DESILETS, *Transducers arrays suitable for acoustic imaging*, G.L. Raport No 2833, Stanford University California 1978
- [95] E.K. SITTING, *Definitions Relating to Conversion Losses in Piezoelectric transducers*, IEEE Trans. Sonic and Ultrasonics, **SU-18**, 14, 231-234 (1971)
- [96] J. SOMER, J. CORSEL, H. VANDERVOORT, *Evaluation of a computer-model for PVDF-transducers of arbitrary configuration*, Archives of Acoustics, **13**, 1-2, 127-135 (1988)
- [97] J. SOUQUET, P.H. DEFRANOULD, J. DESBOIS, *Design of lowloss wide band ultrasonic transducers for noninvasive medical application*, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, **SU-26**, 2, 75-81 (1979)
- [98] P.R. STEPANISHEN, *Pulsed transmit/receive response of ultrasonic piezoelectric transducers*, J. Acoust. Soc. Am., **69**, 6, 1815-1827 (1981)
- [99] J.L. STEWART, *Linie przesyłowe*, WNT, Warszawa 1962
- [100] K.M. SUNG, *Piezoelectric multilayer trnsducers for ultrasonic pulse compression*, Ultrasonic, **22**, 3, 61-68 (1984)
- [101] A. ŚLIWIŃSKI, *Ultradźwięki i ich zastosowania*, WNT, Warszawa, 1993
- [102] R.N. THURSTON, *Effect of electrical and mechanical terminating resistances on loss and bandwidth according to the conventional equivalent circuit of a piezoelectric transducer*, IRE Trans. on Ultrasonics Engineering, **UE-7**, 1, 16-25 (1960)
- [103] H.F. TIERSTEN, *Thickness vibrations of piezoelectric plates*, J. Acoust. Soc. Am., **35**, 1, 53-58 (1963)
- [104] D.H. TURNBULL, M.D. SHERAR, F.S. FOSTER, *Determination of electromechanical coupling coefficients in transducer materials with high mechanical losses*, Ultrasonic Symposium, 1988 IEEE, 631-634
- [105] D.H. TURNBULL, F.S. FOSTER, *Fabrication and characterization of transducer elements in two-dimensional arrays for medical ultrasound imaging*, IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **UFFC-39**, 4, 464-475 (1992)

13. DODATEK I (PROGRAM KOMPUTEROWY)

Kolejność obliczeń [63]

- pomiar immitancji (impedancji lub admitancji) przetwornika na mostku HP
- wprowadzenie danych pomiarowych do komputera
- wprowadzanie parametrów modelu i porównywanie immitancji - obliczonej ze zmierzoną (rys.13.1)



Model parameters:

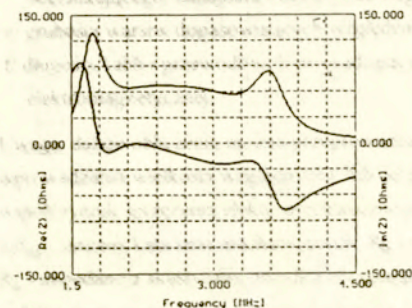
Mechanical resonance freq [MHz] = 3.000
 Transducer diameter [mm] = 20.000
 Density of transducer [kg/m³] = 7500.000
 Velocity in transducer [m/s] = 4500.000
 Coupling coefficient = 0.510
 Media impedance [kg/(s m²)] = 3.200E6
 Load impedance [kg/(s m²)] = 3.200E6
 Relative dielectrical const. = 300.000
 Mechanical losses tangent = 0.000
 Dielectric losses tangent = 0.100E-1
 First layer impedance [kg/(s m²)] = 5.000E6
 Second layer impedance [kg/(s m²)] = 5.000E6
 First layer thickness / lambda_e = 0.000
 Second layer thickness / lambda_e = 0.000
 Inductance of parallel coil [H] = 0.000
 Inductance of series coil [H] = 0.000
 EM wave velocity in cable [m/s] = 3.000E8
 Cable impedance [Ohm] = 50.000
 Cable length [m] = 0.000
 Start frequency [MHz] = 2.000
 End frequency [MHz] = 4.000
 Parallel resistance [Ohms] = 0.000

Rys. 13.1 Krzywe impedancji (strona lewa) i admitancji (strona prawa) przetwornika z PZT obciążonego obustronnie pleksyglasem - pomiarowe (krzywe kreskowane) i modelu (krzywe ciągłe)

- kolejne zmiany parametrów modelu w celu uzyskania możliwie identycznych krzywych obliczeniowych z pomiarowymi: c_p - prędkość fali ultradźwiękowej w przetworniku, $\rho_p c_p$ -

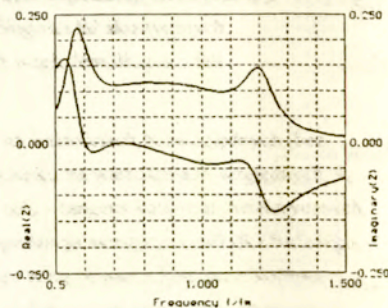
impedancja akustyczna przetwornika, k_t - współczynnik sprzężenia elektromechanicznego, ϵ_r - względna stała dielektryczna, $\text{tg}\delta_\epsilon$ - tangens kąta strat dielektrycznych, $\text{tg}\delta_m$ - tangens kąta strat mechanicznych, D - średnica przetwornika, f_c - częstotliwość rezonansu elektrycznego przetwornika lub f_m - częstotliwość rezonansu mechanicznego przetwornika oraz obciążenie akustyczne przetwornika mierzonego

- obliczenie impedancji wejściowej głowicy (po stronie akustycznej): $Z_w = 1 / \text{Re}[Y_w(x_c)]$



Model parameters:

Mechanical resonance freq [MHz] = 3.000
 Transducer diameter [mm] = 20.000
 Density of transducer [kg/m³] = 7500.000
 Velocity in transducer [m/s] = 4500.000
 Coupling coefficient = 0.510
 Media impedance [kg/s m²] = 1.500E6
 Load impedance [kg/s m²] = 0.000
 Relative dielectrical const. = 300.000
 Mechanical losses tangent = 0.0000
 Dielectric losses tangent = 0.100E-1
 First layer impedance [kg/s m²] = 8.887E6
 Second layer impedance [kg/s m²] = 2.340E6
 First layer thickness / lambda_e = 0.250
 Second layer thickness / lambda_e = 0.250
 Inductance of parallel coil [H] = 0.371E-5
 Inductance of series coil [H] = 0.000
 Elmag wave velocity in cable [m/s] = 3.000E8
 Cable impedance [Ohm] = 50.000
 Cable length [m] = 1.500
 Start frequency [MHz] = 1.500
 End frequency [MHz] = 4.500
 Parallel resistance [Ohm] = 300.000



Model parameters:

Electromechanical coupling = 0.510
 Acoustic media impedance = 0.444E-1
 Mechanical losses tangent = 0.000
 Dielectric losses tangent = 0.100E-1
 Bark load acoustic impedance = 0.000
 First layer acoustic impedance = 0.263
 Second layer acoustic impedance = 0.693E-1
 First layer thickness / lambda_e = 0.250
 Second layer thickness / lambda_e = 0.250
 Parallel inductance = 0.826
 Serial inductance = 0.000
 Cable impedance / probe impedance = 0.550
 Cable phase [length] = 0.150E-1
 Parallel resistance/probe impedance = 3.302

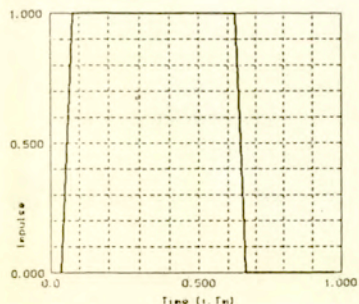
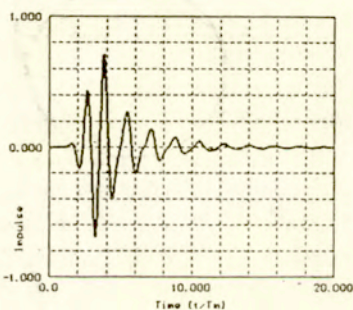
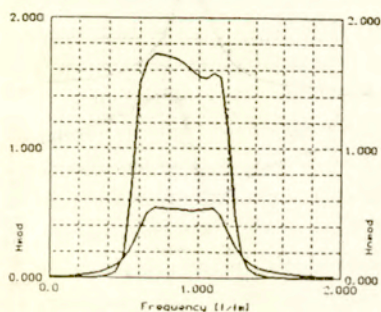
Rys. 13.2 Obliczona impedancja głowicy z przetwornika jak na rys. 13.1 z akustycznymi warstwami dopasowującymi, z równoległą cewką kompensacyjną, oporem bocznikującym i kablem koncentrycznym - wielkości bezwzględne (strona lewa) i względne (strona prawa)

- wprowadzenie parametrów głowicy: $\rho_a c_a$ - impedancja akustyczna ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika, $\rho_b c_b$ - impedancja akustyczna ośrodka badanego, c_{01} - prędkość fali ultradźwiękowej w pierwszej warstwie dopasowującej, d_{01} - grubość pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej (lub n - względna grubość pierwszej warstwy dopasowującej), $\rho_{01} c_{01}$ - impedancja akustyczna pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej, c_{02} - prędkość fali ultradźwiękowej w drugiej

warstwie dopasowującej, d_{02} - grubość drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej (lub p - względna grubość drugiej warstwy dopasowującej), $\rho_{02}c_{02}$ - impedancja akustyczna drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej, l_c - długość kabla, R_c - impedancja charakterystyczna kabla, l_{cw} - długość przewodów doprowadzających, R_{cw} - impedancja charakterystyczna przewodów doprowadzających, L_s - indukcyjność cewki szeregowej, L_r - indukcyjność cewki równoległej, R_{bc} - oporność równoległa, R_t - impedancja elektryczna nadajnika, R_r - impedancja elektryczna odbiornika

Uwaga 1: Program oblicza częstotliwość rezonansu elektrycznego f_c (lub mechanicznego) w zależności od współczynnika k_t i częstotliwości rezonansu mechanicznego f_m (lub elektrycznego) wg wzoru (3.5).

Uwaga 2: Program może obliczyć wartości optymalne warstw (grubość równa $\lambda_c/4$, impedancja akustyczna wg wzorów DeSiletsa) i obwodu kompensacyjnego ($\text{Im}[Z(x_c)]=0$)



Model parameters:

Electromechanical coupling = 0.510
 Acoustic media impedance = 0.444E-1
 Mechanical losses tangent = 0.000
 Dielectric losses tangent = 0.100E-1
 Back load acoustic impedance = 0.000
 First layer acoustic impedance = 0.263
 Second layer acoustic impedance = 0.693E-1
 First layer thickness / lambda c = 0.250
 Second layer thickness / lambda c = 0.250
 Parallel inductance = 0.826
 Serial inductance = 0.000
 Cable impedance / probe impedance = 0.550
 Cable phase (length) = 0.150E-1
 Parallel resistance/probe impedance = 3.302
 Acoustic transmitter impedance = 0.100E-1
 Acoustic receiver impedance = 10.000
 Sampling frequency = 25.600
 Number of samples = 512.000

Rys. 13.3 Funkcja przenoszenia (strona lewa, góra), impuls pobudzający (strona lewa, dół) i impuls odbity od idealnego reflektora obliczone dla głowicy z rys. 13.2

- obliczenie parametrów względnych (rys.13.2):
 - a/ częstotliwość względem częstotliwości rezonansu mechanicznego f_m ,
 - b/ czas względem okresu drgań rezonansu mechanicznego T_m ,
 - c/ impedancje akustyczne - ośrodka badanego, obciążnika i warstw dopasowujących jak i pojemność statyczną i obwód kompensacyjny (po przeniesieniu na mechaniczną stronę transformatora elektromechanicznego) względem impedancji akustycznej przetwornika,
 - d/ impedancje elektryczne - kabla, przewodów doprowadzających, opornika bocznikującego, nadajnika i odbiornika względem impedancji elektrycznej głowicy Z_c ,
 - e/ grubości warstw dopasowujących względem długości fal akustycznych,
 - f/ długości kabli i przewodów doprowadzających względem długości fali elektromagnetycznej.
- Uwaga: dalsze obliczenia można przeprowadzać na wartościach bezwzględnych (bez wprowadzania wielkości względnych), lub od początku na wartościach względnych: k_t - współczynnik sprzężenia elektromechanicznego, $\text{tg}\delta_e$ - tangens kąta strat dielektrycznych, $\text{tg}\delta_m$ - tangens kąta strat mechanicznych, R_b - impedancja akustyczna ośrodka badanego, R_a - impedancja akustyczna ośrodka obciążającego tylną powierzchnię przetwornika, l_1 - indukcyjność szeregową od strony nadajnika, l_2 - indukcyjność szeregową od strony odbiornika, m - indukcyjność równoległa, n - grubość pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej, p - grubość drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej, R'_c - impedancja charakterystyczna kabla, R'_{cw} - impedancja charakterystyczna przewodów doprowadzających, R'_{bc} - oporność równoległa, R'_t - impedancja elektryczna nadajnika, R'_r - impedancja elektryczna odbiornika, R_{01} - akustyczna impedancja pierwszej (od strony przetwornika) warstwy dopasowującej, R_{02} - akustyczna impedancja drugiej (od strony ośrodka) warstwy dopasowującej, ϕ_c - długość kabla, ϕ_{cw} - długość przewodów doprowadzających
- obliczenie funkcji przenoszenia - nadawczej i nadawczo-odbiorczej
- wybranie elektrycznego impulsu pobudzającego (sinusoidalnego, prostokątnego, $l(t)$, Diraca, trapezowego, lub innego posiadającego transformatę Fouriera)
- obliczenie impulsów - akustycznego w ośrodku badanym i elektrycznego w odbiorniku (po odbiciu od idealnego reflektora) (rys.13.3)

Uwaga: w obliczeniach można uwzględnić tłumienie ośrodka w funkcji częstotliwości

Macierze (układ zastępczy z wielkościami względnymi)

Nadajnik:
$$|Rt| = \begin{vmatrix} 1, & R_t^* \\ 0, & 1 \end{vmatrix}$$

Przetwornik (bez $-C_0$, C_0 i strat):
$$|Tr| = \begin{vmatrix} Z_a / Z_b, & (Z_a Z_b + Z_b Z_c + Z_a Z_c) / Z_b \\ 1 / Z_b, & 1 + Z_c / Z_b \end{vmatrix}$$

$$Z_a = -j / \sin x$$

gdzie:
$$Z_b = R_a + j \operatorname{tg} \frac{x}{2}$$

$$Z_c = j \operatorname{tg} \frac{x}{2}$$

Pojemność $-C_0$ i straty mechaniczne:
$$|Rm| = \begin{vmatrix} 1, & j k_i^2 / x + \operatorname{wtgm} \operatorname{tg} \delta_m \\ 0, & 1 \end{vmatrix}$$

gdzie dla $x \leq 1.5x_e$ $\operatorname{wtgm} = W_m$ (wg wzoru (3.12))

$$\text{dla } x > 1.5x_e \quad \operatorname{wtgm} = W_m(1.5x_e) + [W_m(x_{e5}) - W_m(1.5x_e)] \frac{x - 1.5x_e}{x_{e5} - 1.5x_e},$$

gdzie x_{e5} częstotliwość piątego owertonu, a:

$$W_m(x_{e5}) = \frac{x_{e5}}{8 \sin^2(x_{e5}/2)} - \frac{1}{4} \operatorname{ctg} \frac{x_{e5}}{2}$$

Pojemność C_0 i straty dielektryczne:
$$|Rd| = \begin{vmatrix} 1, & 0 \\ x / k_i^2 (\operatorname{tg} \delta_e + j), & 1 \end{vmatrix}$$

pierwsza warstwa dopasowująca:
$$|Rl| = \begin{vmatrix} \cos 2xn, & jR_{01} \sin 2xn \\ j \sin 2xn, & \cos 2xn \\ R_{01} & \end{vmatrix}$$

druga warstwa dopasowująca:

$$|R2| = \begin{vmatrix} \cos 2xp, & jR_{01} \sin 2xp \\ j/R_{01} \sin 2xp, & \cos 2xp \end{vmatrix}$$

indukcyjność równoległa:

$$|Lm| = \begin{vmatrix} 1, & 0 \\ -j \frac{\pi^2 m^2}{k_1^2 x}, & 1 \end{vmatrix}$$

indukcyjność szeregową:

$$|Ll| = \begin{vmatrix} 1, & j \frac{l^2 k_1^2 x}{\pi^2} \\ 0, & 1 \end{vmatrix}$$

opór bocznikujący:

$$|Re| = \begin{vmatrix} 1, & 0 \\ 1/R_{be}, & 1 \end{vmatrix}$$

ośrodek badany

$$|Rb| = \begin{vmatrix} 1, & R_b \\ 0, & 1 \end{vmatrix}$$

kabel koncentryczny:

$$|Cc| = \begin{vmatrix} \cos 2\phi_c x, & jR'_c \sin 2\phi_c x \\ j/R'_c \sin 2\phi_c x, & \cos 2\phi_c x \end{vmatrix}$$

przewody doprowadzające:

$$|Cw| = \begin{vmatrix} \cos 2\phi_{cw} x, & jR'_{cw} \sin 2\phi_{cw} x \\ j/R'_{cw} \sin 2\phi_{cw} x, & \cos 2\phi_{cw} x \end{vmatrix}$$

Wymnażanie macierzy

macierz "wypadkowa"

$$|Tw| = |Re| \cdot |Cc| \cdot |Lk| \cdot |Cc| \cdot |Rp| \cdot |Rl| \cdot |R2|$$

gdzie:

macierz układu kompensacyjnego:

$$|Lk| = |Lm| \cdot |Ll|$$

macierz przetwornika:

$$|Rp| = |Rd| \cdot |Re| \cdot |Tr|$$

macierz "nadawcza"

$$|TN| = |Rt| \cdot |Tw|$$

macierz odwrotna "wypadkowa"

$$|Tw^*| = |Tw|^{-1}$$

macierz "odbiorcza":

$$|TO| = |Rb| \cdot |Tw^*|$$

Funkcje przenoszenia:

funkcja przenoszenia nadawcza:

$$H_t = \frac{R_b}{(TN)_{11} \cdot R_b + (TN)_{12}}$$

W przypadku uwzględnienia tłumienia ośrodka funkcję H_t mnożymy przez czynnik: $\exp(-\alpha f/f_c)$, gdzie α - tłumienie w neperach dla częstotliwości f_c .

funkcja przenoszenia odbiorcza:

$$H_r = \frac{R_r}{(TO)_{11} \cdot R_r + (TO)_{12}}$$

funkcja nadawczo-odbiorcza:

$$H = 2 H_t H_r$$

14. DODATEK II (KONSTRUKCJA GŁOWIC, POMIARY)

Poniżej przedstawione będą przykłady i opis pomiarów przeprowadzonych przez autorkę w trakcie konstrukcji głowic przeznaczonych do diagnostycznej, ultradźwiękowej aparatury wykonywanej w Zakładzie Ultradźwięków IPPT-PAN.

14.1 Głowica płaska, 1 MHz, o średnicy 20 mm.

14.1.1 Pomiar parametrów ceramiki typu PZT

W przypadku konstrukcji głowic z nowej serii przetworników przeprowadzamy pomiary parametrów ceramiki. Pozwala to na wprowadzenie do programów komputerowych modelujących pracę głowicy dokładnych danych, a to z kolei ułatwia projektowanie głowicy.

Poniżej przedstawiono wyniki pomiarów przetwornika ceramicznego przeprowadzone za pomocą dwóch metod - z rezonansowego schematu zastępczego opisanego w rozdz. 2.3. oraz ze schematu Masona opisanego w rozdz. 2.2.

Dane: Ceramika PP-9, produkcji CERAD-u (1994)

Grubość przetwornika $d=1,9$ mm

Średnica przetwornika $2a=25$ mm

Rys. 14.1 przedstawia wyniki pomiaru admitancji przetwornika obciążonego obustronnie pleksiglasem (specjalnie opracowano przyrząd umożliwiający umieszczenie przetwornika o różnych grubościach pomiędzy dwoma klinami pleksiglasowymi). Z wykresu odczytujemy:

częstotliwość rezonansu elektrycznego $f_c=1.04$ MHz

częstotliwości kwadrantowe (dla przewodności równych $G_{\max}/2$) $f_1=0.954$ MHz

$f_2=1.108$ MHz

przewodność maksymalną (dla f_c) $G_{\max}=13.93$ mS

susceptancję $B(f_c)=7.6$ mS

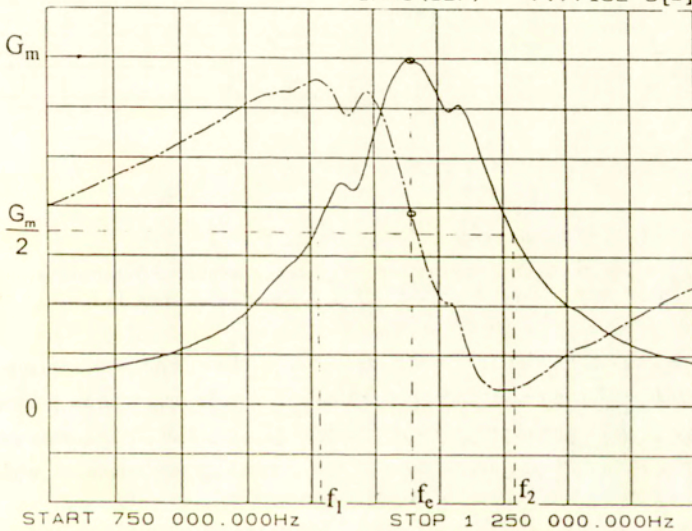
i obliczamy:

$$Q_s = \frac{f_c}{f_2 - f_1} = 6.75$$

$$C' = \frac{G_{\max}}{2\pi Q_s} = 294 \text{ pF}$$

$$C_0 = \frac{B(f_c)}{2\pi f_c} = 1150 \text{ pF}$$

REF LEVEL	/DIV	MARKER 1 028 750.000Hz
0.0	2.0000E-3	REAL (UDF) 13.932E-3 [S]
0.0	2.0000E-3	MARKER 1 028 750.000Hz
		IMAG (UDF) 7.7715E-3 [S]



Rys. 14.1. Admitancja zmierzona za pomocą mostka Network Analyser HP 3577A (część rzeczywista - linia ciągła, część urojona - linia przerywana) przetwornika z ceramiki PP-9 (Ceram), o średnicy 20 mm obciążonego obustronnie pleksiglasem.

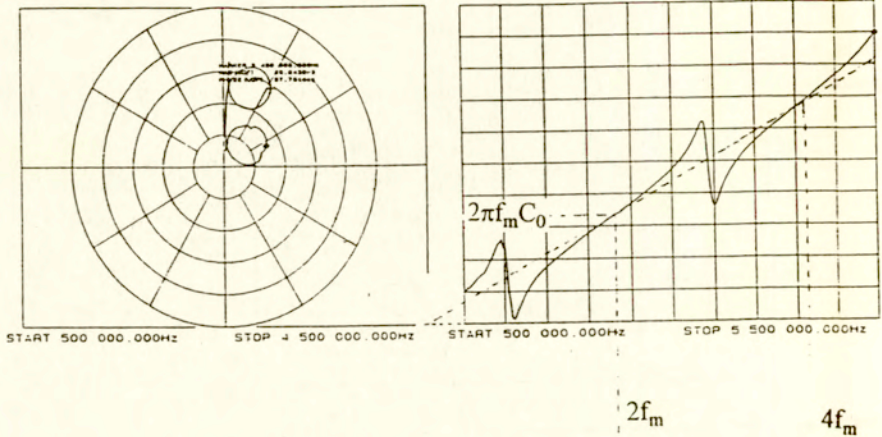
z wykresu $C'/C_0 = f(k_t)$ (rys. 2.8) wynika:

$$k_t = 0.5$$

względną stałą dielektryczną obliczamy ze wzoru:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \pi a^2}{d} \Rightarrow \epsilon_r = 800$$

FULL SCALE 50.000E-3 MARKER 1 0.40 000.000Hz REF LEVEL /DIV MARKER 5 500 000.000Hz
 PHASE REF 0.0deg MAG (UDF) 15.277E-3 0.0 5.0000E-3 IMAG (UDF) 44.971E-3 :5
 REF POSN 0.0deg PHASE (UDF) 25.124deg



Rys. 14.2. Koła admittancej i część urojona admittancej w funkcji częstotliwości (zmierzone za pomocą mostka Network Analyser HP 3577A) przetwornika jak na rys. 14.1

Dla przetworników o niezbyt wysokiej częstotliwości, dla których wpływ przewodów doprowadzających jest do pominięcia, można zastosować metodę owertonową pomiaru k_t , oraz wyznaczyć C_0 dokładnie odczytując susceptancję przy parzystych wielokrotnościach f_m . Na rys.14.2 przedstawiono pomiary admittancej tego samego przetwornika w większym zakresie częstotliwości.

Z rys. 14.2 (strona lewa) odczytujemy: $f_{e1}=1.04$ MHz, $f_{e3}=3.43$ MHz

Z zależności k_t przetwornika obciążonego symetrycznie od stosunku częstotliwości owertonowych (rys. 2.4) wyznaczamy:

$$k_t=0.48$$

a z rys. 2.3

$$2f_m=2.312 \text{ MHz}$$

Dla częstotliwości $2f_m$ odczytujemy z rys.14.2 (prawa strona) susceptancję =15.3 mS i obliczamy:

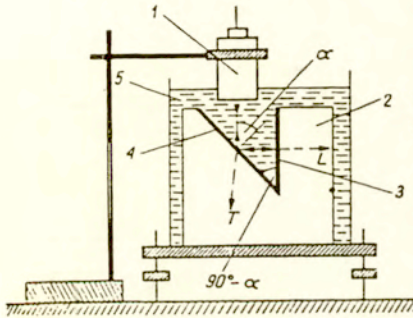
$$C_0=1170 \text{ pF}$$

Warto zauważyć, że wartości otrzymane za pomocą tych dwóch metod różnią się między sobą zaledwie o 4%.

14.1.2 Pomiary podczas wykonywania głowicy

a) obciążenie akustyczne

W pierwszym etapie konstrukcji głowicy należy pamiętać o odpowiednim paśmie przenoszenia (dla pracy impulsowej) przy jednoczesnym zapewnieniu odpowiedniej czułości. W tym celu stosuje się optymalne obciążenie tylne głowicy (por. rozdz.5 i 10) oraz warstwę dopasowującą. Na rys. 14.4 przedstawiono wyniki pomiarów przetwornika omawianego powyżej dla różnych obciążeń akustycznych. Obciążenie tylnej powierzchni przetwornika powoduje wzrost impedancji elektrycznej (spadek wartości admitancji) - por. rys. b i c - i jednocześnie poszerzenie pasma przenoszenia.

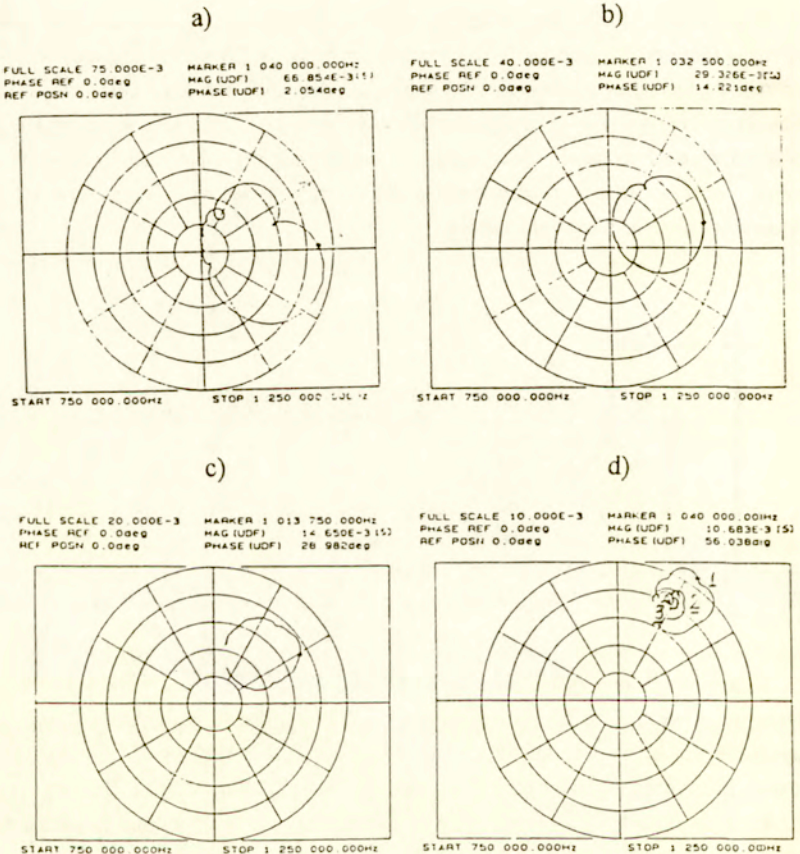


Rys. 14.3. Realizacja obciążenia powierzchni przetwornika ośrodkiem nieograniczonym [21].

Na powierzchnię przednią przetwornika nanosi się warstwę dopasowującą impedancję akustyczną przetwornika do ośrodka badanego (woda). Jest ona wykonywana z mieszaniny żywicy epoksydowej i proszku wolframowego o stosunku wagowym zapewniającym impedancję akustyczną warstwy bliską wartości obliczonej według wzorów DeSiletsa (por. rozdz. 4.2 oraz rys. 4.10). Na rys. 14.4 d przedstawiono wyniki pomiarów admitancji przetwornika wykonanych w trakcie doszlifowywania warstwy do grubości równej $\lambda_c/4$. Dla tej grubości admitancja osiąga wartość minimalną, a wykres staje się symetryczny względem osi poziomej (przewodności) (por. rozdz. 4.1. oraz rys.4.1-4.3 i 4.11).

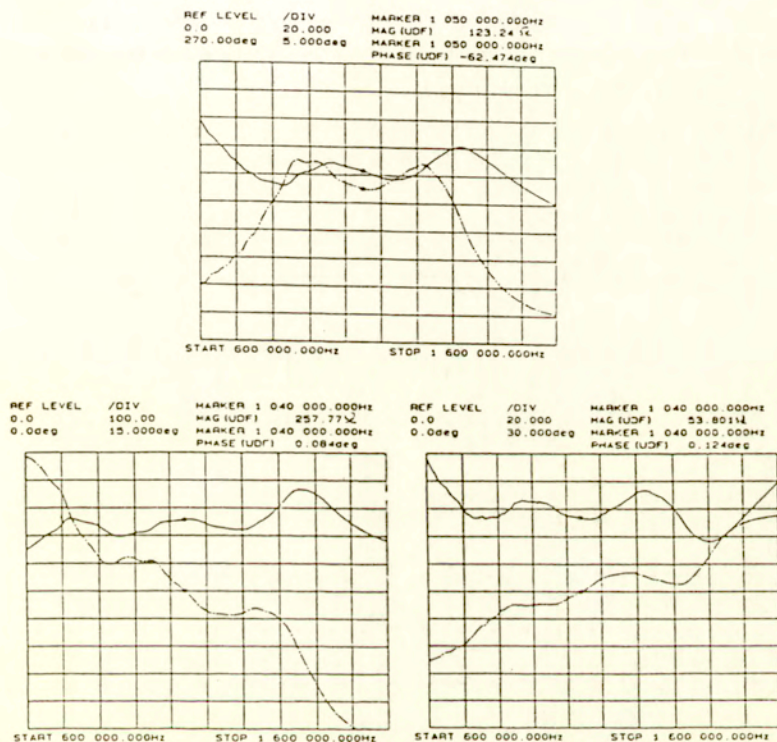
Na uwagę zasługuje rozwiązanie problemu obciążenia przetwornika ośrodkiem nieograniczonym. Filipczyński [21] zaproponował zastosowanie reflektora tłumiącego fale ultradźwiękową w postaci klina z pleksiglasu o kącie 45° (rys. 14.3). Udowodnił on, że rozwiązanie to zapewnia spadek o 60 dB fali powracającej do głowicy w stosunku do padającej, co z kolei pozwala na traktowanie tego obciążenia jak obciążenia ośrodkiem (wodą)

nieograniczonym i uniknięcie stosowania dużych zbiorników ze specjalnie wytłumianymi ścianami.



Rys.14.4. Koła admittancej zmierzone za pomocą mostka Network Analyser HP 3577A przetwornika jak na rysunkach 14.1 i 14.2 wklejonego do obudowy dla różnych obciążeń akustycznych:

- a - obciążenie obustronnie powietrzem
- b - tylna powierzchnia w powietrzu, przednia w wodzie
- c - tylna powierzchnia obciążona mieszaniną żywicy epoksydowej i proszku korundowego (w stosunku wagowym 1:1), przednia woda
- d - tylna powierzchnia obciążona j.w., przednia wodą poprzez warstwę dopasowującą : mieszaniny żywicy epoksydowej z proszkiem wolframowym (w stosunku wagowym 1:2) dla różnych grubości warstwy (krzywa 3 odpowiada grubości 1/4)

b) Kompensacja pojemności C_0 

Rys. 14.5. Impedancja zmierzona za pomocą mostka Network Analyser HP 3577A (moduł - linia ciągła, faza - krzywa przerywana) przetwornika jak na rys 14.3 d - 3.

góra - bez kompensacji

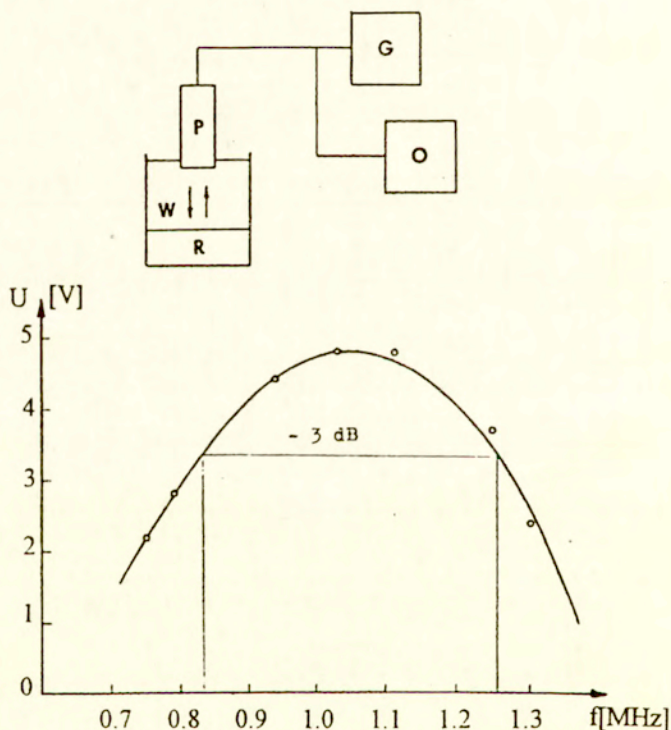
dół, strona lewa - z cewką równoległą

dół, strona prawa - z cewką szeregową

W głowicach impulsowych stosuje się układy kompensujące pojemność statyczną przetwornika, które mają na celu zapewnienie 50-omowej impedancji elektrycznej głowicy ultradźwiękowej. Pozwala to bowiem na uniknięcie szkodliwego wpływu kabli koncentrycznych na pracę układu, a także zapewnia standaryzację głowic. Przeważnie stosuje się autotransformatory, o czym poniżej, ale czasami wystarczy zastosowanie pojedynczej,

odpowiedniej indukcyjności - szeregowej lub równoległej (rozdz.7, rys.7.1 i 7.2). Na rys. 14.5 przedstawiono wyniki pomiaru impedancji głowicy omawianej powyżej bez kompensacji oraz z cewkami - równoległą i szeregową. Jak widać dla indukcyjności równoległej (rys.14.5, dół, strona lewa) impedancja głowicy w rezonansie wynosi 258Ω , a dla indukcyjności szeregowej (rys.14.5, dół, strona prawa) 54Ω , czyli głowica jest prawie idealnie dopasowana do kabla. Na uwagę zasługuje również fakt, że wartość modułu impedancji w zakresie częstotliwości 0.65 - 1.35 MHz zmienia w granicach 40 do 75 omów.

14.1.3 Funkcja przenoszenia



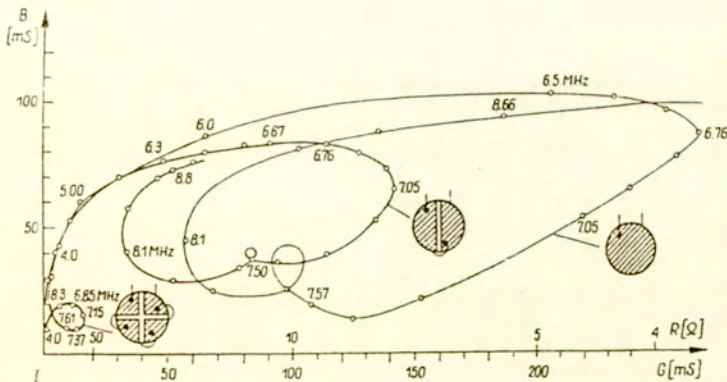
Rys.14.6. Napięcie impulsu odbitego od reflektora (nadawczo-odbiorcza funkcja przenoszenia) dla przetwornika jak na rys. 14.4, z cewką szeregową, zmierzone w układzie przedstawionym na górze rysunku (P - głowica, R - reflektor stalowy, W - woda, G - generator paczek impulsów produkcji Zakładu Ultradźwięków IPPT-PAN, O - oscyloskop Tektronix). Utrzymywano stałą amplitudę napięcia pobudzającego (paczka impulsów sinusoidalnych o 8 okresach).

W celu pomiaru funkcji przenoszenia opracowywanych w Zakładzie głowic opracowano i zbudowano specjalny nadajnik impulsów elektrycznych (G). Umożliwia on wysyłanie paczek (burstu) impulsów o stałej amplitudzie, niezależnie od zmieniającej się z częstotliwością impedancji głowicy, o zmiennej w zakresie 0.5 - 10 MHz częstotliwości i zmiennej w zakresie 0.5 - 10 ilości przebiegów sinusoidalnych. Pozwala to na badanie pracy głowicy w układach zbliżonych do stosowanych w nadajnikach ultrasonografów i dla fali ciągłej (w rozdz. 8 i na rys. 8.1. pokazano, że dla głowic ultrasonograficznych amplituda impulsu odebranego praktycznie nie zmienia się przy wydłużaniu impulsu nadawczego powyżej 3 przebiegów).

Na rys.14.6 przedstawiono pomiar nadawczo-odbiorczej funkcji przenoszenia głowicy opisanej powyżej. Widzimy, że dla tej głowicy 3-decybelowe pasmo nadawczo-odbiorcze wynosi (1.26 - 0.83) MHz=0.43 MHz

14.2 Wpływ przewodów doprowadzających

Przy konstrukcji głowic o dużych średnicach i wysokich częstotliwościach bardzo duży kłopot sprawiają przewody doprowadzające (por. rozdz.6). Zmieniają one zarówno częstotliwość rezonansową układu jak i impedancję głowicy. Filipczyński zaproponował dzielone przetwornika na n części i łączenie ich szeregowo [17]. Takie rozwiązanie stosowaliśmy w Zakładzie w głowicach ultrasonograficznych do badań oczu.



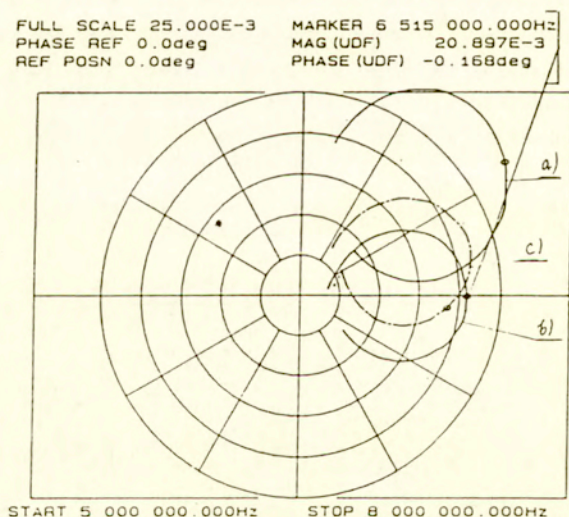
Rys.14.7 Kola admittance przetwornika - całego oraz podzielonego na 2 i 4 segmenty (łączone szeregowo) [19].

Na rys.14.7. przedstawiono wyniki pomiaru głowicy o średnicy 20 mm o częstotliwości 7.2 MHz. Widać, że podział przetwornika na 4 części łączone szeregowo zwiększa jego impedancję (zmniejsza admitancję) z 4 Ω do około 60 Ω ($2^4=16$ razy).

Podobne rozwiązanie stosowano w innych urządzeniach, w których przetworniki miały wysoką częstotliwość i dużą średnicę - np. w ultrasonografie do badania sutków. Należy zauważyć, że duże rozmiary przetwornika umożliwiały uzyskiwanie długiego ogniska, pokrywającego cały badany obszar.

14.3 Autotransformatory kompensacyjne

Najczęstszą metodą dopasowania głowicy do kabla 50 Ω przy jednoczesnym kompensowaniu pojemności statycznej C_0 jest stosowanie autotransformatora.



Rys. 14.8 Wyniki pomiarów przetwornika obciążonego (w głowicy do pomiarów tętnicy szyjnej) o średnicy 7 mm, częstotliwości 6.75 MHz:

- a - bez układu kompensacyjnego (skala 2 razy większa - FULL SCALE 50 mS)
- b - z autotransformatorem
- c - z autotransformatorem i kablem koncentrycznym o długości 2 m.

Na rys. 14.8 przedstawiono wyniki pomiarów głowicy do pomiaru średnicy tętnicy szyjnej z przetwornikiem o promieniu 3.5 mm i częstotliwości 6.75 MHz. Odwrotność części urojonej przetwornika nieskompensowanego wynosi $1/63 \text{ mS} = 16 \text{ } \Omega$. Zastosowanie odpowiedniego autotransformatora pozwoliło nie tylko skompensować pojemność C_0 , ale również uzyskać impedancję głowicy równą $50 \text{ } \Omega$. Jak widać, wpływ 2 m koncentrycznego kabla jest wtedy nieznaczny.

14.4 Przetworniki ogniskujące

Przedmiotem powyższej pracy jest dopasowanie głowicy - akustyczne do ośrodka i elektryczne do układów nadawczo-odbiorczych, a przede wszystkim do kabli koncentrycznych, bez rozpatrywania rozkładu pola akustycznego w ośrodku badanym (ciało, woda). Tym niemniej warto podać proste metody obliczania i uzyskiwania wiązek zogniskowanych, stosowanych w ultrasonografii.

Najczęściej stosuje się przetworniki wklęsło-wypukłe, co umożliwia nałożenie warstwy ćwierćfalowej. Obliczenie całkowitego rozkładu pola jest bardzo czasochłonne, ale rozkład wzdłuż osi i w ognisku geometrycznym oblicza się według wzorów [18-20]:

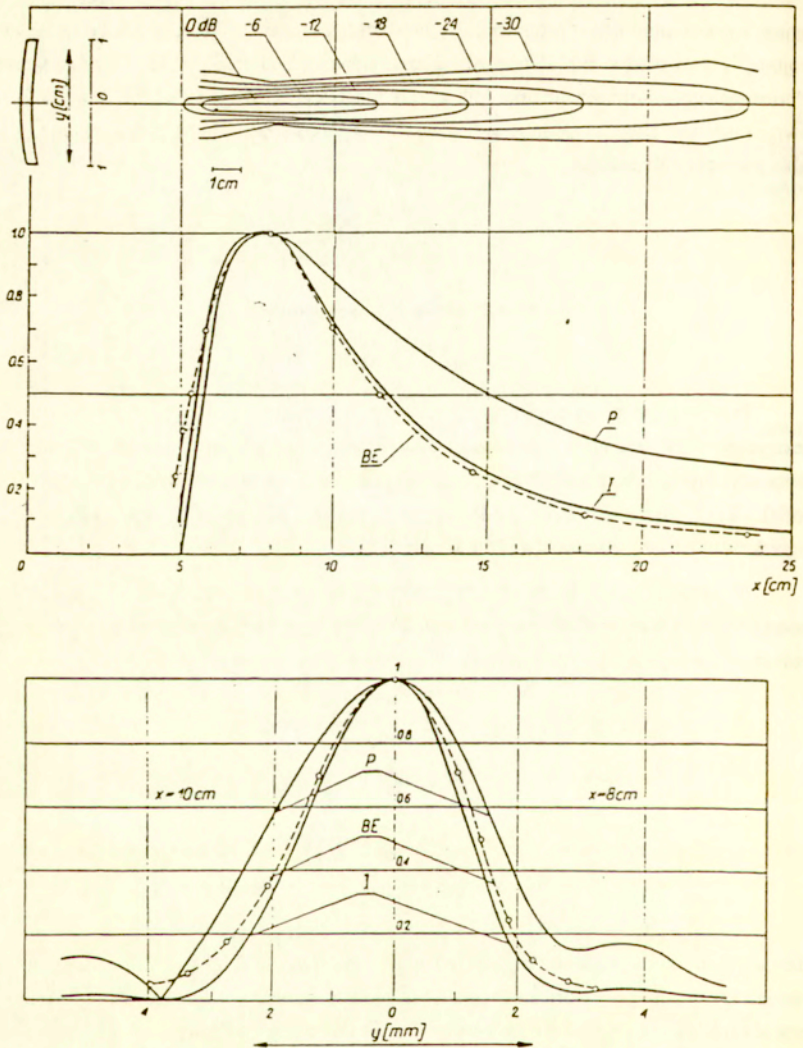
$$|p| = \rho c w_0 \frac{2}{1 - \frac{x}{f}} \sin\left(\frac{\pi a^2}{2\lambda} \frac{f - x}{xf}\right)$$

$$|p| = k \rho c w_0 \frac{a^2}{2f} \frac{2J_1\left(\frac{kay}{f}\right)}{\frac{kay}{f}}; \quad k = 2\pi/\lambda$$

gdzie w_0 - amplituda prędkości drgań powierzchni przetwornika, a - promień przetwornika, f - promień krzywizny przetwornika (ogniskowa geometryczna), λ - długość fali w ośrodku, ρ - gęstość ośrodka, x - odległość od przetwornika wzdłuż osi, y - odległość od osi przetwornika.

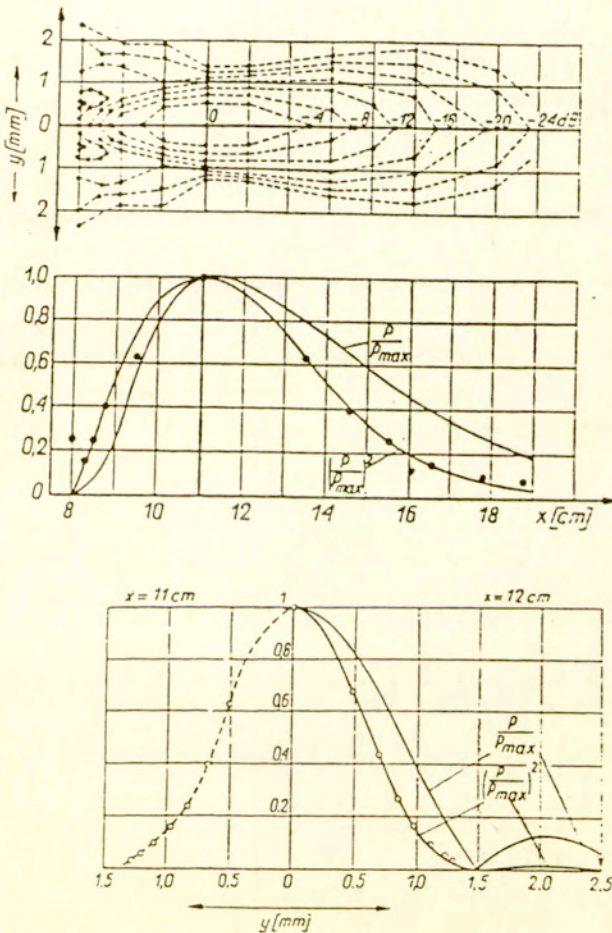
Współczynnik koncentracji (stosunek natężenia fali w ognisku - I_F do średniej wartości natężenia przy powierzchni przetwornika I_T) oblicza się ze wzoru:

$$\frac{I_F}{I_T} = \frac{\pi^2 a^4}{f^2 \lambda^2}$$



Rys. 14.9 Zmierzony (BE - echa od stalowej kulki o średnicy 5 mm) i obliczony (ciśnienie P i natężenie I) rozkład podłużny wzdłuż osi przetwornika (górną) i poprzeczny w odległościach równych ogniskowej geometrycznej = 10 cm i rzeczywistej = 8 cm (dół) pola ultradźwiękowego głowicy z przetwornikiem wklęsłym o promieniu krzywizny 10 mm, średnicy 20 mm i częstotliwości 2.5 MHz [18]

Na rys. 14.9 przedstawiono zmierzony za pomocą 5 mm kuli rozkład pola głowicy stosowanej w ultrasonografie do badania jamy brzusznej. Porównując rozkłady zmierzone z policzonymi wzdłuż osi i w płaszczyźnie ogniska widać, że pomiary pokrywają się z dosyć dużą dokładnością z obliczeniami.



Rys. 14.10 Zmierzony (za pomocą stalowej kuli o średnicy 5 mm) i obliczony rozkład ciśnienia i kwadratu ciśnienia - podłużny wzdłuż osi przetwornika (górze) i poprzeczny w odległościach równych ogniskowej geometrycznej = 12 cm i rzeczywistej = 10 cm (dół) dla głowicy z soczewką o promieniu krzywizny 55 mm, średnicy 20 mm i częstotliwości 7 MHz [20]

W przypadkach, gdy ze względu na wysoką częstotliwość (małą grubość) przetwornika, lub dzielenie przetwornika na kilka części trudno jest wykonać przetwornik wklęsło-wypukły, stosuje się soczewki ultradźwiękowe. Działają one (szczególnie, gdy są cienkie i aberracja jest do pominięcia) podobnie jak przetworniki wklęsło-wypukłe. Ogniskową geometryczną obliczamy ze wzoru:

$$f = \frac{r}{1 - c_w / c_s},$$

gdzie - r - promień krzywizny soczewki, c_w/c_s - stosunek prędkości rozchodzenia się fali ultradźwiękowej w ośrodku (wodzie) i materiale soczewki.

Zwykle soczewki wykonywane są z żywicy epoksydowej, dla której promień krzywizny wynikający z powyższego wzoru jest w przybliżeniu 2 razy mniejszy od ogniskowej geometrycznej. Rozkład pola oraz przesunięcie ogniska rzeczywistego w kierunku przetwornika jest obliczane z tych samych wzorów co dla przetworników wklęsło-wypukłych.

Na rys 14.10 przedstawiono obliczenia i pomiary pola głowicy ultrasonografu ocznego. Jest ona wykonana z przetwornika dzielonego na 4 części (por.rys.14.7) o średnicy 20 mm, częstotliwości 7 MHz z soczewką o promieniu krzywizny 55 mm. Jak widać wyniki pomiarów i obliczeń w pobliżu ogniska pokrywają się niemal idealnie.

Spis treści

Ważniejsze oznaczenia literowe	3
1. Wprowadzenie	9
2. Schemat zastępczy głowicy ultradźwiękowej	10
2.1 Równania opisujące efekt piezoelektryczny	10
2.2 Schemat zastępczy przetwornika piezoelektrycznego drgającego tłokowo według Masona	16
2.3 Rezonansowy schemat zastępczy przetwornika	25
2.4 Schemat zastępczy przetwornika według Filipczyńskiego-Redwooda	28
2.5 Schemat zastępczy przetwornika KLM	29
2.6 Zmodyfikowany schemat zastępczy głowicy ultradźwiękowej	32
3. Straty mechaniczne i dielektryczne w przetworniku	35
4. Akustyczne warstwy dopasowujące	39
4.1 Wpływ grubości warstw na admitancję głowicy i impuls odbity	40
4.2 Wpływ impedancji akustycznej warstw na admitancję głowicy i impuls odbity	44
4.3 Druga akustyczna warstwa dopasowująca	48
4.4 Wyniki doświadczalne	50
5. Obciążenie tylne przetwornika, oporność równoległa	52
6. Kabel koncentryczny, przewody doprowadzające	53
7. Układ kompensacyjny	62
8. Impuls nadawczy	67
9. Zależność odpowiedzi impulsowej od materiału piezoelektrycznego	70
10 Wpływ funkcji przenoszenia na impuls odbity	75
11 Podsumowanie	78
12 Piśmiennictwo	83
13 Dodatek I (Program komputerowy)	91
14 Dodatek II (Konstrukcja głowic, pomiary)	98