

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA
FACULTATEA DE ELECTROTEHNICA

ING. IGNEA ALIMPIE

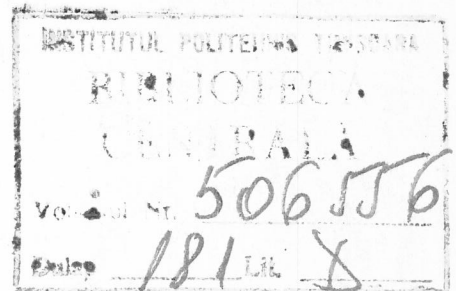
CONTRIBUTII LA CALIBRAREA TRANSDUCTOARELOR DE
MASURA CU ULTRASUNETE FOLOSIND METODA
AUTORECIPROCATII IN IMPULS

TEZA DE DOCTORAT

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA



00064329



CONDUCATOR STIINTIFIC
PROF.DR.ING.EUGEN POP

C U P R I N S

	Pag
Introducere	7
Cap.1. Stadiul actual al metodelor de măsurare a parametrilor transductoarelor de ultrasunete	11
1.1. Introducere	11
1.2. Clasificarea metodelor de măsurare a parametrilor transductoarelor de ultrasunete	12
1.3. Metode termice de măsurare a mărimilor acustice	13
1.4. Metode de măsurare a mărimilor acustice bazate pe fenomene mecanice	17
1.4.1. Determinarea forței de radiație din ecuațiile undelor	18
1.4.2. Determinarea mărimilor acustice pe baza măsurării forței de radiație	22
1.5. Metode optice de măsurare a mărimilor acustice	25
1.6. Metode chimice de măsurare a mărimilor acustice	27
1.7. Metode electrice de măsurare a mărimilor acustice	28
1.7.1. Utilizarea transductoarelor de deplasare la măsurarea mărimilor acustice	28
1.7.2. Transductoare acustice de măsură	29
1.7.3. Metode electrice directe de măsurare a mărimilor acustice	31

1.7.4. Calibrarea transductoarelor de ultrasunete prin metoda reci- procității	31
1.8. Determinarea parametrilor acustici de material	39
1.9. Prelucrarea semnalelor obținute în ca- drul măsurărilor acustice	40
Cap.2. Cîmpul acustic produs de un transductor în regim tranzitoriu	43
2.1. Introducere	43
2.2. Determinarea distribuției locale a pre- siunii acustice și a vitezei particule- lor	45
2.3. Studiul regimului tranzitoriu al cîmpului acustic	49
2.4. Studiul cîmpului acustic în regim de impulsuri	60
2.5. Cîmpul acustic produs de un transduc- tor circular plan în regim tranzitoriu	63
Cap.3. Schema electrică echivalentă a transductoa- relor de ultrasunete în regim tranzitoriu	66
3.1. Generalități	66
3.2. Stabilirea ecuațiilor fundamentale ce descriu funcționarea transductorului	68
3.3. Schema electrică echivalentă unui trans- ductor piezoelectric în regim tranzito- riu	75
3.4. Schema echivalentă a transductorului cu pierderi în jurul frecvenței de rezonanță	82
Cap.4. Generalizarea metodei autoreciprocității și aplicarea ei la calculul caracteristicilor transductoarelor de ultrasunete	85
4.1. Introducere	85

	Pag.
4.2. Generalități	86
4.3. Deducerea formei integrale a teoremei reciprocității pentru medii acustice	87
4.4. Calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls	92
4.5. Calculul raportului de transformare a vitezelor K	100
4.6. Calculul impedanței mecanice medii Z'_0	102
4.7. Determinarea unor mărimi acustice pe baza metodei propuse	104
4.8. Influența atenuării undelor acustice asupra măsurărilor	106
4.9. Surse de erori la calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls	107
Cap.5. Aplicarea metodei propuse de calibrare pentru transductoare piezoelectrice plane circulare	110
5.1. Introducere	110
5.2. Schema bloc a instalației pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls	110
5.3. Determinarea parametrului de calibrare	114
5.3.1. Determinarea raportului $K(j\omega)$ pe baza diagramelor AVG	115
5.3.2. Determinarea transformatelor Fourier pentru curentul de excitație și tensiunea recepționată în gol	116
5.4. Determinarea erorii de fază inițială	118
5.5. Prelucrarea numerică a rezultatelor	120

5.5.1. Calculul transformatelor Fourier discrete pentru curentul de excitație și tensiunea recepționată în gol	120
5.5.2. Calculul raportului de transformare a vitezelor în punctele de discretizare a frecvenței	123
5.5.3. Determinarea mărimilor acustice ce caracterizează funcționarea transductorului	124
5.6. Estimarea parametrului de calibrare în funcție de frecvență printr-o funcție rațională cu coeficienți reali	126
Cap.6. Rezultate experimentale	129
6.1. Instalația experimentală	129
6.2. Algoritmul de calcul	134
6.3. Rezultate obținute	138
Concluzii și contribuții	147
Bibliografie	157
ANEXA 1	A1-A12
ANEXA 2	B1-B37

I N T R O D U C E R E

Accentuarea cercetărilor pluri- și interdisciplinare din epoca actuală, pornind de la intercomexiunile existente între diferite domenii ale cunoașterii, au condus la obținerea unor rezultate deosebite în știință și tehnică, pe baza cărora s-au realizat progrese remarcabile în toate ramurile de activitate.

În acest cadru se constată o extindere a aplicațiilor active și pasive ale ultrasunetelor în industrie, în cercetare, precum și în alte domenii de activitate. În țara noastră, dezvoltarea unei producții indigene de transductoare magnetostrictive, piezoelectrice și piezoceramice, constituirea unor colective mixte de cercetare în domeniul ultraacusticii în Timișoara, București, Cluj-Napoca și în alte centre, a făcut posibilă introducerea în fabricație a unor instalații de prelucrare cu ultrasunete și aparate de măsurat sau diagnosticat cu ultrasunete. Merită a fi evidențiate preocupările din acest domeniu ce există în Timișoara; astfel, ca urmare a cercetării fundamentale și contractuale, la care a luat parte și autorul acestei teze, desfășurate în cadrul Institutului Politehnic "Traian Vuia" din Timișoara, au fost realizate o serie de instalații de prelucrare cu ultrasunete. Ulterior, au fost create colective de cercetare la Întreprinderea Electrotimiș și Întreprinderea de Aparate Electrice de Măsurat, care realizează în prezent echipamente specializate cu ultrasunete. Cercetări, cu rezultate deosebit de valoroase, au fost realizate și la Institutul de Sudură și Institutul de Medicină.

Folosirea ultrasunetelor în procese tehnologice industriale, în măsurări sau în aplicații de altă natură, implică cunoașterea parametrilor acustici ai transductoarelor, de asemenea, măsurarea unor mărimi acustice ce caracterizează funcționarea transductoarelor și a câmpului acustic, în vederea realizării unor instalații sau aparate cu ultrasunete, având performanțe optime. În acest sens, un rol important îi revine calibrării transductoarelor cu ultrasunete, atât a celor ce urmează să fie folosite în măsurări, cât și a celor utilizate în alte aplicații; problema calibrării transductoarelor de ultrasunete este deosebit de importantă în a-

aplicațiile din medicină, în special la determinarea energiei ultrasunete emise, pentru a nu se depăși pragurile de securitate în diagnosticare și tratament.

Prezenta teză de doctorat a fost concepută avînd în vedere în principal calibrarea transducoarelor de ultrasunete, folosind metoda autoreciprocității în impuls, care face parte din categoria metodelor absolute de calibrare. În literatura de specialitate, calibrarea transducoarelor folosind metoda autoreciprocității este tratată numai în regim de undă cvasicontinuuă, de unde rezultă o serie de limitări.

Preocupările autorului au fost orientate în direcția extinderii procedurii de calibrare a transducoarelor, folosind metoda autoreciprocității în impuls. Metoda propusă se caracterizează printr-o mai mare flexibilitate și posibilități sporite de aplicabilitate, deoarece condițiile de calibrare sînt mai puțin severe ca la metoda clasică, permițînd obținerea parametrului de calibrare într-o bandă largă de frecvență. O atenție deosebită a fost acordată modalităților de determinare a mărimilor acustice ce caracterizează cîmpul emis sau recepționat de transductor.

Pentru a conferi un caracter sistematic și unitar tezei de doctorat, au fost tratate și unele probleme adiacente tematicii abordate, dezvoltîndu-se într-un mod original studiul cîmpului acustic în regim tranzitoriu și proprietatea de reciprocitate a mediilor acustice. Este dedusă, de asemenea, schema electrică echivalentă și demonstrată proprietatea de reciprocitate a transductorului piezoelectric cu pierderi.

Teza de doctorat cuprinde o introducere și 6 capitole.

Pe baza unei vaste bibliografii, în capitolul 1 este prezentată o sinteză asupra măsurării mărimilor acustice și parametrilor transducoarelor. Sînt expuse principiile metodelor de măsurare, gama lor de aplicabilitate și nivelul preciziei ce poate fi obținut.

În capitolul 2 este dezvoltat, pe baza aplicării teoriei distribuțiilor, studiul cîmpului acustic în regim tranzitoriu. Spre deosebire de alte metode de tratare a cîmpului acustic în regim tranzitoriu, metoda abordată permite o tratare unitară a regimului tranzitoriu a cîmpului acustic indiferent de forma suprafeței de emisie a transductorului. Cunoașterea distribuției cîmpului acustic în regim tranzitoriu permite stabilirea condițiilor optime de calibrare a transducoarelor de ultrasunete, precum și interpretarea mărimilor acustice obținute în cadrul măsurărilor ce folosesc trans-

ductoare calibrate cu metoda propusă.

Pe baza schemei electrice, echivalente transductorului piezoelectric real cu pierderi, stabilită în capitolul 3, se demonstrează că proprietatea de reciprocitate este îndeplinită pentru transductoare bilaterale, ce lucrează în regim liniar. Pornind de la schema electrică echivalentă generală a transductorului cu pierderi este obținută o schemă echivalentă simplificată, valabilă în jurul frecvenței de rezonanță, care este folosită ca model al transductorului pentru estimarea coeficienților funcției de transfer, corespunzătoare parametrului de calibrare.

În prima parte a capitolului 4 este demonstrată proprietatea de reciprocitate a mediului acustic, folosind un formalism de descriere de impedanță mecanică, pe baza căreia se poate defini un alt parametru de reciprocitate mai adecvat transductoarelor de ultrasunete în comparație cu parametrul de reciprocitate clasic. În continuare, este dezvoltată o metodă originală de calibrare a transductoarelor de ultrasunete, folosind metoda autoreciprocității în impuls; în cadrul metodei propuse este arătat modul de definire și determinare a parametrului de calibrare, precum și a altor mărimi ce intervin în relațiile de calcul. Sînt discutate, de asemenea, principalele surse de erori ce intervin la aplicarea metodei propuse.

Capitolul 5 se referă la modalitățile de aplicare a metodei de calibrare propuse pentru transductoare piezoelectrice plane circulare, transductoare ce au cea mai largă arie de aplicabilitate practică. Se prezintă schema de măsurare, modul de efectuare a măsurărilor și de prelucrare a rezultatelor, pentru determinarea parametrului de calibrare. Sînt date, de asemenea, relațiile de calcul pentru determinarea mărimilor acustice ce caracterizează câmpul acustic emis sau recepționat de transductorul calibrat. În încheierea capitolului este indicată o metodă de estimare a parametrilor funcției de transfer corespunzătoare parametrului de calibrare pe baza metodei celor mai mici pătrate ponderate, avînd ca model schema electrică echivalentă transductorului, stabilită în capitolul 3.

În capitolul 6 este prezentată instalația experimentală utilizată și algoritmul de calcul al parametrului de calibrare și al altor mărimi acustice. Metoda propusă a fost aplicată la calibrarea unui transductor de ultrasunete pentru diferite forme de undă ale semnalului de excitație, rezultînd o bună concordanță între para-

metrii de calibrare obținuți, în jurul frecvenței de rezonanță. Cu ajutorul unui alt transductor, calibrat cu aceeași metodă, s-a determinat viteza undei emise de primul transductor, rezultând valori apropiate față de cele deduse prin calcul. Pe baza metodei celor mai mici pătrate ponderate, prezentată în paragraful 5.6, s-au estimat coeficienții funcției de transfer corespunzătoare inversului parametrului de calibrare, avînd ca model schema electrică echivalentă transductorului piezoelectric cu pierderi, în jurul rezonanței, rezultînd o bună similitudine între valorile obținute pentru diferite forme de undă. Sînt indicate, de asemenea, alte mărimi acustice ce pot fi determinate pe baza acestei metode, ca: viteza undei emise sau recepționate, elongația undei emise, spectrul de energie acustică emis, energia acustică emisă, randamentul de emisie.

Datorită multiplelor posibilități de măsurare ce pot fi realizate, rezultă că metoda propusă pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete este superioară altor metode de calibrare prezentate în literatura de specialitate.

Partea finală a tezei conține concluziile și contribuțiile autorului.

CAPITOLUL 1

STADIUL ACTUAL AL METODELOR DE MASURARE A PARAMETRIILOR TRANSDUCTOARELOR DE ULTRASUNETE

1.1. Introducere

Ultraacustica este un domeniu ce studiază producerea, propagarea, recepționarea și efectele undelor sonore avînd frecvență superioară regiunii de audibilitate. Frecvența minimă a semnalei ultrasonore este considerată de 16 kHz; limita superioară depășește în prezent 100 GHz /6, 7, 69/.

Deși proprietățile undelor ultrasonore sînt asemănătoare undelor electromagnetice, ele se deosebesc de acestea prin faptul că nu se pot propaga decît prin substanțe.

Apariția ultraacusticii a fost precedată de cîteva descoperiri din electrotehnică și anume: efectul magnetostrictiv direct (1847, Joule) și invers (1864, Villari) și efectul piezoelectric direct și invers (1880, Jaques și Pierre Curie). Utilizarea practică a efectului piezoelectric are loc abia în anul 1910, cînd Langevin realizează prima propagare a ultrasunetelor în apă, pe baza căreia se va finaliza sonarul în anii 1917-1918. În continuare, sînt descoperite noi materiale piezoelectrice și magnetostrictive, dintre care un rol deosebit îl vor avea feritele nichel-zinc (1953, Van der Burget), ceramicile de zirconat-titanat de plumb PZT (1954, Jaffe) și cristalele piezosemiconductoare (1961, Quate).

În paralel cu extinderea cunoștințelor privitoare la producerea și generarea ultrasunetelor se lărgesc și aplicațiile active ale acestora în cadrul proceselor tehnologice industriale, însă și pasive, pentru măsurarea unor mărimi și defectoscopie ultrasonoră; de asemenea, ultrasunetele sînt folosite în medicină în scopuri terapeutice și de diagnosticare. Toate aceste aplicații au necesitat cunoașterea cîmpului acustic, a fenomenelor de propagare, și deci a posibilităților de măsurare ale acestora în vederea îmbunătățirii și optimizării metodelor și a obținerii unor performanțe superioare în cadrul aplicațiilor. Măsurarea transductoarelor de

Ultrasunete trebuie să fie efectuată în strînsă legătură cu mediul în care se găsesc, determinarea parametrilor acestora conștinnd în stabilirea dependenței funcționale între mărimile acustice și mărimile de altă natură ce intervin în legea de conversie.

În cadrul acestui capitol, vor fi prezentate principalele metode de măsurare a mărimilor ce caracterizează câmpul acustic și parametrii transductoarelor de ultrasunete. În primul paragraf sînt arătate principalele aspecte legate de metodele de măsurare pe baza cărora sînt posibile o serie de clasificări ale acestor metode. Pe baza clasificării metodelor de măsurare a mărimilor acustice după natura mărimii convertite sînt indicate metodele de măsurare; în cadrul fiecărei metode de măsurare sînt prezentate principiile de bază, avantajele și dezavantajele, precum și limitele de aplicabilitate ale metodei sub diferite aspecte, unele observații constituind contribuții originale ale autorului.

1.2. Clasificarea metodelor de măsurare a parametrilor transductoarelor de ultrasunete

Producerea și propagarea ultrasunetelor pot fi descrise printr-o serie de relații matematice în care intră mărimile acustice, caracteristicile generatoarelor de ultrasunete și caracteristicile mediilor de propagare. Complexitatea relațiilor de descriere matematică a fenomenelor acustice, a interacțiunii acestora cu mediile de propagare și cu alte fenomene fizice depinde în mod nemijlocit de energia prezentă în câmpul acustic. Pentru nivele energetice mici, sistemele acustice pot fi considerate liniare, iar domeniul de acustică corespunzător se numește acustică liniară; acustica neliniară este caracterizată prin nivele energetice mari, care determină relații de interdependență dintre diferite mărimi acustice neliniare /94/.

Mărimile acustice ce caracterizează producerea și propagarea ultrasunetelor pot fi exprimate prin valori globale, de obicei de forma valorilor medii spațiale sau prin distribuții locale ale acestora.

Determinarea mărimilor și parametrilor ce caracterizează producerea și propagarea ultrasunetelor se poate face în mod absolut; prin metodele absolute de măsurare a mărimilor acustice; prin metodă absolută de măsurare se înțelege metoda în care se stabilește o relație între o mărime ce poate fi determinată can-

titativ, ca de exemplu, forță, tensiune electrică, temperatură și un parametru de câmp acustic /201/. Metodele relative de măsurare a mărimilor acustice au la bază raportarea mărimilor acustice absolute la anumite mărimi de referință.

Descrierea fenomenelor de producere și propagare a ultrasunetelor se poate face și în domeniile: timp, frecvență sau spațiu. Aceste fenomene pot fi caracterizate prin semnalele acustice corespunzătoare mărimilor de stare (viteza particulelor, presiunea, deplasarea, etc.), prin mărimile energetice (energia, puterea, intensitatea acustică) și prin mărimile parametrice specifice transductoarelor și mediilor de propagare (viteza sunetelor, densitatea, etc.). Ca urmare a interacțiunii dintre câmpul acustic și mediul de propagare sau transductor, poate avea loc o conversie a energiei acustice într-o altă formă de energie, conducând astfel și la alte mărimi ce pot caracteriza câmpul acustic (presiunea de radiație, efectele termice, efectele chimice, etc.).

Pe baza celor de mai sus rezultă două posibilități de clasificare a metodelor de măsurare a mărimilor câmpurilor acustice;

a) după mărimea de câmp acustic măsurată:

1. metode de măsurare a semnalelor acustice;
2. metode de măsurare a mărimilor acustice energetice;
3. metode de măsurare a mărimilor acustice parametrice;

b) după mărimea de conversie a energiei acustice:

1. metode termice;
2. metode electrice
3. metode optice;
4. metode mecanice;
5. metode chimice.

1.3. Metode termice de măsurare a mărimilor acustice

/7, 36, 39, 40, 88, 90, 112, 119, 148, 176, 180, 191, 199, 201/

În timpul procesului de propagare a undelor ultrasonore, energia lor se convertește în energie termică datorită proceselor ireversibile atribuite vîscozității, conductivității termice și caracteristicilor de histerezis ale transformărilor energetice mecanice. Procesele de absorbție ale sunetelor în diferite medii pot fi descrise prin ecuații hidrodinamice în care intervin mărimile de mai sus /148/.

Metode similare de măsurare, bazate pe efectele termice ale unor radiații se întâlnesc și la măsurarea intensității lumii, a razelor X, a microundelor /201/.

Metodele termice de măsurare a mărimilor acustice se pot împărți în două categorii:

- a) metode calorimetrice;
- b) metode cu termoprobe.

Metodele calorimetrice permit în primul rând determinarea energiei acustice emise de către un transductor într-un mediu dat și pe baza unor relații matematice, a altor mărimi acustice ca viteza acustică și intensitatea cîmpului acustic. De remarcat faptul că mărimile determinate sînt mărimi globale și practic nu pot fi descompuse în mărimi locale.

Calorimetrele, folosite la măsurarea mărimilor acustice cu ajutorul metodelor termice, conțin lichide avînd un coeficient de absorbție mare și impedanță acustică apropiată de impedanța acustică a mediului de propagare, pentru a reduce efectul reflexiilor; de exemplu, dacă mediul de propagare este apa, se folosesc: tetralorura de carbon /191/, uleiul de ricin /180/, uleiul de măsline /176/ sau uleiuri siliconice /201/; în /39/ în locul lichidului se folosește o rășină epoxidică cu pulbere de wolfram.

Unii autori impun calorimetrelor utilizate condiții adiabatică /119, 136/, însă performanțe superioare se obțin în cazul utilizării calorimetrelor neadiabatică și neizoterme /199/.

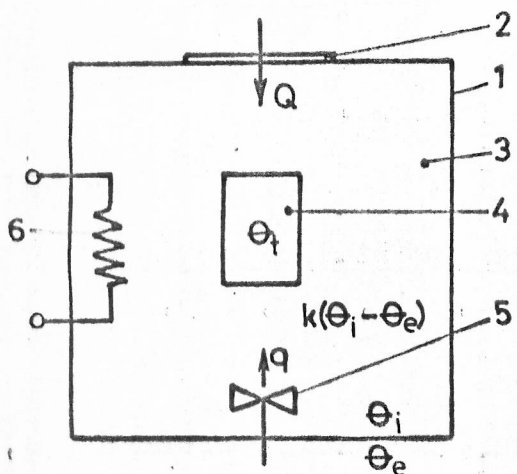


Fig.1.1.

Schema de principiu a unui calorimetru neizoterm și neadiabatic este prezentată în fig.1.1. În interiorul unei incinte 1, prevăzute cu deschiderea 2 prin care se aplică cîmpul sonor, se găsește lichidul absorbant 3; temperatura lichidului este măsurată cu termometrul 4, iar pentru omogenizarea temperaturii se folosește dispozitivul de agitare 5. Rezistența 6 servește la cali-

brarea calorimetrelor în curent continuu. Fie θ_e temperatura din exteriorul incintei, menținută constantă printr-un dispozitiv de termostatare, θ_i temperatura din interiorul incintei care poate avea numai funcție de timp, și θ_t temperatura indicată de termome-

tru.

Dacă în volumul incintei sînt aplicate unde ultrasonore, calorimetrul va primi o cantitate de energie termică $Q(t)$ provenită din absorbția totală a ultrasunetelor; de asemenea, lichidul din incintă mai primește o cantitate de căldură q de la dispozitivul de agitare și respectiv transductor, dacă acesta este cuplat direct cu calorimetrul și are o temperatură diferită de acesta. Din energia primită o parte este transferată mediului exterior, iar o parte este preluată de către termometru. Dacă se consideră capacitatea calorică a calorimetrului - C , coeficientul de pierderi al calorimetrului - k și constanta de timp a termometrului - γ , se pot scrie relațiile /199/:

$$C \frac{d\theta_1}{dt} = -k(\theta_1 - \theta_0) + Q(t) + q, \quad (1.1)$$

$$\gamma \frac{d\theta_t}{dt} = -(\theta_t - \theta_1). \quad (1.2)$$

Presupunînd că inițial este conectat dispozitivul de agitare pentru uniformizarea temperaturii, iar la momentul $t=0$ se aplică cîmpul sonor, soluția sistemului de ecuații (1.1), (1.2) este /199/:

$$\theta_t = \theta_0 + \frac{q}{k} + \frac{Q}{C-k\gamma} \frac{C}{k} \left(1 - e^{-\frac{kt}{C}}\right) - \gamma \left(1 - e^{-\frac{t}{\gamma}}\right). \quad (1.3)$$

Din relația de mai sus se constată că pentru $t=const.$, adică dacă măsurările se fac în același interval de timp, temperatura indicată de termometru este direct proporțională cu energia ultrasonoră cedată calorimetrului. Discutarea influențelor diversilor parametri ce intră în relația (1.3) este dată în /199/.

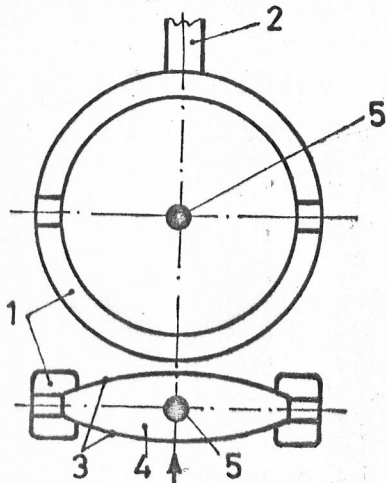
Variante constructive ale unor asemenea calorimetre sînt prezentate în /39, 180, 191/; măsurarea temperaturii se face cu termocuple cupru-constantan sau termistoare, variația temperaturii fiind de cîteva grade Celsius, pentru intensități acustice de ordinul zecilor de W/cm^2 . Deși principial metoda poate asigura precizii mari, în /180/ se arată că eroarea crește la creșterea frecvenței din cauza distribuției neuniforme a cîmpului acustic în calorimetru, putînd atinge valori de ordinul a 70% în comparație cu metoda de măsurare pe baza presiunii de radiație.

Etalonarea calorimetrelor se face de obicei în curent continuu, prin intermediul unei rezistențe conținută în calorimetru, deși etalonarea electrică nu reproduce exact condițiile de măsurare în cîmp sonor /180/, motiv pentru care suplimentar se fac com-

măsurării cu alte metode, ca de exemplu metoda presiunii de radiație.

Metodele de măsurare a mărimilor acustice cu termoprobe urmăresc măsurarea unor mărimi locale ale câmpului acustic; prin conectarea mai multor termoprobe într-o rețea pot fi determinate și mărimi acustice globale /89/.

Termoprobele pot fi folosite direct la măsurările relative, însă dacă se calibrează, pot fi folosite și la măsurări absolute; ele măsoară puterea locală însă în anumite condiții pot măsura și



Fizic al ultrasunete

Fig.1.2.

presiunea sonoră sau viteza particulelor. În figura 1.2 se prezintă construcția unei termoprobe cu termocuplu /191, 201/. Pe un suport 1 prins de mineralul 2 este prinsă termoprobe formată din folii de polietilenă 3 cu grosimea de 0,1 mm, în interiorul căreia se găsește ulei de ricin 4; în centrul probei se află termocuplul din cupru-constantan 5, având dimensiunea joncțiunii de

circa $(1/100) \lambda$ (la 1MHz, în apă $\lambda = 1,5$ mm). Introducând sonda într-un câmp acustic, temperatura măsurată de termocuplu se modifică ca în figura 1.3. La început are loc un regim nelinier atribuit frecărilor interne în termocuplu /201/, după care creșterea

de temperatură depinde liniar de absorbția de energie ultrasonoră.

Intensitatea câmpului ultrasonor în regiunea joncțiunii termocuplului /191, 201/:

$$I = \frac{H}{\mu} \frac{dT}{dt} \quad (1.4)$$

unde H reprezintă capacitatea calorică pe unitatea de volum a mediului absorbant, iar μ este coeficientul de absorbție a intensității pe unitatea de lungime ($\mu = 0,23\alpha$). Pentru a avea un semnal

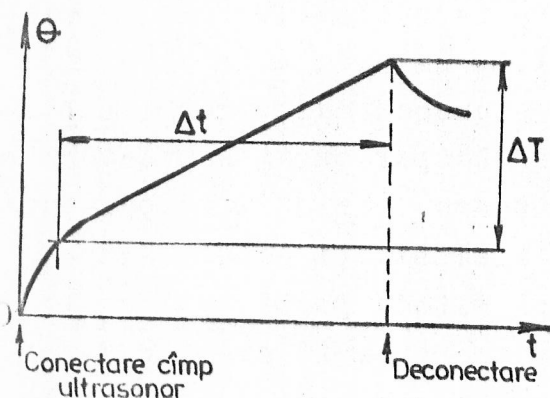


Fig.1.3.

corespunzător la ieșire este necesar ca intensitatea câmpului sonor să fie de circa $1W/cm^2$, precizia de măsurare fiind de circa 3% la frecvențe de ordinul megahertzilor.

Dintre avantajele prezentate de termoprobe pot fi citate:

dimensiuni mici, o bună stabilitate în timp, insensibilitate la semnalele de radiofrecvență, impedanță de ieșire mică, posibilitatea de obținere directă a presiunii sau vitezei locale, iar ca dezavantaje: sensibilitatea mică și imposibilitatea determinării formei de undă.

De asemenea trebuie amintit faptul că eroarea de măsurare la metodele termice crește la măsurarea unor câmpuri acustice în impuls datorită convecției termice.

1.4. Metode de măsurare a mărimilor acustice bazate pe fenomene mecanice

La propagarea ultrasunetelor printr-un mediu apar diferite efecte mecanice neliniare pe baza cărora au fost dezvoltate o serie de tehnici de măsurare. Efectele mecanice neliniare se folosesc la unele aplicații active ale ultrasunetelor, ca prelucrări mecanice și spălări cu ultrasunete, ele devenind importante la nivele energetice mari. Astfel, în asemenea aplicații, măsurarea puterii acustice emise de transductor sau distribuția intensității câmpului acustic în baia de spălare se poate face prin metoda eroziunii, fenomen datorat cavității /40, 148/.

Metodele de eroziune, nu sînt precise, deoarece cavităția apare numai peste un anumit nivel al intensității acustice și depinde de mărimea particulelor conținute în lichid, presiune, cantitate de gaz dizolvat în lichid, presiunea vaporilor, vîscozitatea, tensiunea de suprafață, temperatură, frecvență și durata de aplicare a energiei ultrasonore /40/.

La propagarea ultrasunetelor prin medii lichide și gazoase are loc o mișcare nearmonică sub forma unor curenți în lichid /148, 150/. Apariția acestor curenți este stimulată de absorbția și de fenomenul de cavităție. Bazat pe curentul acustic, în /191/ se prezintă un instrument pentru măsurarea puterii acustice.

Cel mai important efect mecanic nelinier ce se folosește la măsurarea unor mărimi acustice, este efectul forței de radiație și constă în apariția unor forțe ce acționează asupra unor suprafețe de discontinuitate introduse în câmpul sonor pe direcția propagării acestora.

Metodele de măsurare bazate pe forța de radiație pot fi clasificate în:

506576
181D

1. metode de vizualizare a distribuției câmpului acustic;
2. metode de măsurare a intensității câmpului acustic.

Metodele de vizualizare a distribuției câmpului acustic bazate pe forța de radiație sînt /40, 189/ :

- a) levitarea suprafeței lichidului;
- b) orientarea unor discuri metalice mici în câmp acustic.

Metodele de măsurare a intensității sau puterii acustice, bazate pe metoda forței de radiație pot fi clasificate în:

- metode de măsurare locale;
- metode de măsurare globale.

1.4.1. Determinarea forței de radiație din ecuațiile undelor

Forța de radiație produsă de undele sonore este o mărime cu ajutorul căreia se poate măsura energia unui câmp ultrasonor. Deși ratarea teoretică și punerea în evidență din punct de vedere experimental a forței de radiație s-a făcut la începutul acestui secol, existînd un număr mare de aparate pentru măsurarea "absolută" a intensității ultrasunetelor bazate pe acest principiu, această problemă este încă discutată și abordată într-o serie de lucrări de specialitate. Astfel, în /147/ se deduce valoarea presiunii de radiație în sens Rayleigh și respectiv Langevin, pornind de la teorema lui Euler referitoare la conservarea impulsului, însă în expresia folosită, în locul derivatei locale a impulsului se folosește derivata substanțială /47, 153, 166/. O critică la adresa acestui articol este făcută în /170/, unde se consideră că unda transportă impulsul, spre deosebire de lucrările de mecanica mediilor continue, în care se arată că impulsul este transportat prin mișcarea particulelor /153/. Pornind de la ecuațiile mecanicii mediilor continue în /148/ se face o tratare amplă a presiunii de radiație, pe baza căreia se ajunge la concluzia că presiunea de radiație în sens Langevin poate fi și egală cu zero, în totală contradicție cu rezultatele experimentale. De remarcat că în lucrările mai sus menționate se folosește termenul de presiune de radiație, în timp ce în lucrările referitoare la măsurări acustice bazate pe acest fenomen /199, 201/, se recomandă folosirea noțiunii de forță de radiație deoarece este o mărime vectorială și nu scalară; pentru unde plane pot fi folosite ambele denumiri.

In continuare, autorul va deduce printr-o metodă originală, valoarea forței de radiație în sens Langevin (în câmp liber) ce apare pe suprafața unui obstacol reflector sau absorbant, ce se găsește pe direcția de propagare a undelor, pornind direct de la ecuațiile de propagare a undelor din acustică, folosind în exclusivitate ipotezele pe baza cărora sînt deduse ecuațiile respective /6, 10, 161, 166/.

Se consideră un fluid fără vîscozitate, în care se propagă unde acustice de amplitudine mică; ecuația de mișcare este:

$$-\nabla p_t + \vec{f} = \rho_t \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right], \quad (1.5)$$

unde $p_t = p_0 + p$, reprezintă presiunea totală a elementului de volum din fluid;

$\rho_t = \rho_0 + \rho$, reprezintă densitatea totală a elementului de volum din fluid;

p_0, ρ_0 - presiunea, respectiv densitatea elementului de volum din fluid în absența undei sonore;

p, ρ - variația presiunii, respectiv a densității elementului de volum din fluid ca urmare a prezenței undei sonore;

\vec{v} - vectorul viteză medie a particulelor în interiorul elementului de volum considerat;

\vec{f} - forța aplicată elementului de volum din fluid.

Ecuația de conservare a masei este:

$$-\nabla (\rho_t \vec{v}) = \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1.6)$$

In continuare se va presupune că viteza este o funcție continuă sau cel puțin integrabilă în sens Riemann, ce derivă dintr-un potențial scalar φ :

$$\vec{v} = \nabla \varphi. \quad (1.7)$$

Pentru deducerea expresiei forței de radiație se va considera un volum Ω de formă cilindrică, mărginit de suprafața Σ ce înconjoară un obstacol R (fig.1.4), asupra căruia acționează un câmp ultrasonor produs de transductorul T. Obstacolul R este menținut în echilibru de o forță exterioară \vec{F} și poate fi absorbant sau reflector ideal pentru fasciculul de ultrasunete incident.

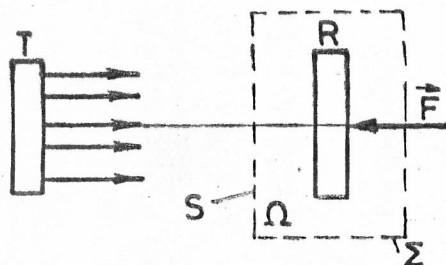


Fig.1.4.

Integrînd ecuația (1.5) pe volumul Ω se obține:

$$\int_{\Omega} (\vec{F} - \nabla p_t) d\Omega = \int_{\Omega} \rho_t \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] d\Omega. \quad (1.8)$$

Deoarece $\rho \ll \rho_0$ și $\nabla p_t = \nabla p$, relația de mai sus devine:

$$\int_{\Omega} \vec{F} d\Omega - \int_{\Omega} \nabla p d\Omega = \int_{\Omega} \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \rho_t (\vec{v} \nabla) \vec{v} d\Omega. \quad (1.9)$$

Primul termen din membrul stîng reprezintă forța exterioară \vec{F} ce menține obstacolul în echilibru; aplicînd teorema Gauss - Ostrogradski /87/ celui de-al doilea termen din membrul stîng, se obține:

$$\int_{\Omega} \nabla p d\Omega = \int_{\Sigma} p \vec{n} d\sigma, \quad (1.10)$$

unde \vec{n} este versorul normal la elementul de suprafață $d\sigma$.

Pentru integrarea primului termen din membrul drept vor fi făcute următoarele transformări:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} d\Omega &= \int_{\Omega} \rho_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \vec{i} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} \vec{j} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \vec{k} \right) d\Omega = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Sigma} \rho_0 |\vec{v}|^2 \vec{n} d\sigma. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Ultimul termen din membrul drept se integrează pornind de la identitatea /87/:

$$(\nabla \times \vec{u}) \times \vec{v} = -\vec{v} \times \text{rot } \vec{u} + \vec{u} \text{ div } \vec{v} - \vec{u} \times \text{rot } \vec{v} - (\vec{u} \nabla) \vec{v}; \quad (1.12)$$

dacă se face $\vec{u} = \vec{v}$ și se ține seama că $\text{rot } \vec{v} = 0$; rezultă:

$$(\vec{v} \nabla) \vec{v} = \vec{v} (\nabla \vec{v}). \quad (1.13)$$

Pe de altă parte, se poate demonstra ușor, printr-o grupare convenabilă a termenilor că /87/:

$$\begin{aligned} \int_{\Sigma} \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\sigma &= \int_{\Omega} (\vec{v} \nabla) \vec{v} d\Omega + \int_{\Omega} \vec{v} (\nabla \vec{v}) d\Omega = 2 \int_{\Omega} (\vec{v} \nabla) \vec{v} d\Omega = \\ &= 2 \int_{\Omega} \vec{v} (\nabla \vec{v}) d\Omega. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Înlocuind valorile deduse mai sus în (1.9) se obține:

$$-\int_{\Sigma} p \vec{n} d\sigma = \int_{\Sigma} \frac{1}{2} \rho_0 |\vec{v}|^2 \vec{n} d\sigma + \int_{\Sigma} \frac{1}{2} \rho_0 \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\sigma. \quad (1.15)$$

Pentru a deduce valoarea forței de radiație se mediază în timp relația (1.15):

$$\frac{1}{t} \int_0^t \left[\vec{F} - \int_{\Sigma} p \vec{n} d\tau \right] d\tau = \frac{1}{t} \int_0^t \left[\int_{\Sigma} \frac{1}{2} \rho_0 |\vec{v}|^2 \vec{n} d\sigma + \int \frac{1}{2} \rho_0 \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\sigma \right] d\tau . \quad (1.16)$$

Deoarece forța de menținere a obstacolului în poziția de echilibru este constantă, rezultă că primul termen din membrul drept este chiar \vec{F} ; cel de-al doilea termen din membrul drept are valoarea medie zero, deoarece valoarea medie a presiunii în timp este p_0 , termenii de ordin superior fiind neglijabili /147, 148/.

Pentru a calcula valorile medii ale termenilor din membrul drept este necesar să se precizeze condițiile de frontieră, adică natura obstacolului utilizat.

a) În cazul unui obstacol perfect absorbant, particulele de la suprafața acestuia se deplasează cu viteza \vec{v} și nu există undă reflectată; considerînd situația din fig.1.4, în care transductorul T emite o undă plană, integralele de suprafață din membrul drept vor avea valori medii diferite de zero numai în partea frontală S a cilindrului Σ , deoarece componentele de pe suprafața laterală se anulează, iar în spatele obstacolului nu există undă. În aceste condiții relația (1.16) devine:

$$\vec{F} = \frac{1}{t} \int_0^t \left[\int_S \frac{1}{2} \rho_0 |\vec{v}|^2 \vec{n} d\sigma + \int_S \frac{1}{2} \rho_0 \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\sigma \right] d\tau . \quad (1.17)$$

Inversînd ordinea integralelor și considerînd că deplasarea se face în direcția x, \vec{F} , \vec{n} și \vec{v} vor fi orientate după aceeași direcție; prin urmare (1.17) se poate scrie:

$$F = \int_S \left[\frac{1}{t} \int_0^t \left(\frac{1}{2} \rho_0 v^2 + \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \right) d\tau \right] dydz . \quad (1.18)$$

Deoarece $\frac{1}{t} \int_0^t \frac{1}{2} \rho_0 v^2 d\tau$ reprezintă densitatea de energie cinetică E_c , sau jumătate din densitatea de energie totală a cîmpului sonor /6, 166/ rezultă:

$$F = 2 \int_S E_c \cdot dS = \int_S F dS = \varepsilon . \quad (1.19)$$

unde ε reprezintă energia cîmpului ultrasonor ce se absoarbe în suprafața S.

Dacă în relația (1.19) se presupune F constant, ea devine:
 $F = E \cdot S,$

unde se obține presiunea de radiație p_r :

$$p_r = \frac{F}{S} = E. \quad (1.20)$$

b) În cazul unui obstacol ce reflectă complet întreg fasciculul de unde, câmpul sonor va conține atât unda directă cât și unda reflectată, componentele normale ale vitezelor fiind egale în modul $\sqrt{2}$; prin urmare; în relația (1.18) în loc de v va apare $2v$ și deci forța de radiație va fi:

$$F = 2E. \quad (1.21)$$

În relațiile de mai sus, (1.19) și (1.21) s-a calculat valoarea forței de radiație ce apare pe suprafața S a volumului Ω ; conform teoremei de mediere pentru o funcție continuă sau cel puțin integrabilă în sens Riemann [4], media temporală este egală cu media spațială. Deoarece s-a presupus că viteza îndeplinește condițiile de mai sus, iar media temporală nu depinde de x , rezultă că forța de radiație obținută mai sus este aceeași în cadrul fascicolului ultrasonor considerat cu cea de la suprafața obstacolului.

În concluzie, pornind de la ecuațiile undelor, au fost determinate valorile forțelor de radiație în sens Lagnevin ce apar la suprafața unor obstacole absorbante sau reflectoare ideale, valorile obținute fiind identice cu cele folosite la măsurarea intensității acustice folosind metoda forței de radiație.

1.4.2. Determinarea mărimilor acustice pe baza măsurării forței de radiație [11, 15, 33, 47, 68, 88, 90-92, 190, 191, 194, 199, 201/

Determinarea mărimilor acustice pe baza măsurării forței de radiație este deosebit de răspândită datorită sensibilităților mari ce pot fi obținute, flexibilității și ușurinței în utilizare. Principala problemă ce apare în cadrul acestei metode este cea de obținere a forței de radiație și măsurarea acesteia. Forțele de radiație sînt relativ mici; de exemplu, în apă la temperatura de 20°C , un fascicul plan de ultrasunete cu puterea de 1W , concentrat pe o suprafață normală la fascicul, produce o forță echivalentă cu greutatea unei mase de $67,28\text{ mg}$ [199/.

În paragraful precedent s-a demonstrat că forța de radiație depinde de natura și forma obstacolului (care în continuare va fi numit țintă); constructiv țintele se realizează sub formă

de discuri, conuri, pene, sfere sau alte forme. Tintele se realizează astfel încât să aibe proprietăți absorbante sau reflectante cât mai apropiate de cazul ideal, iar prin plasare sau construcție să împiedice formarea undelor staționare. În funcție de proprietățile de reflexie ale țintelor în /68, 85, 92/ sînt dați coeficienți de corecție pentru calculul forței de radiație.

Pentru împiedicarea fenomenului de producere a undelor staționare, țintele plane se montează înclinat față de direcția fasciculului sonor, însă prin aceasta are loc și o scădere corespunzătoare a forței de radiație cu $\cos \alpha$, unde α este unghiul dintre direcția fasciculului de ultrasunete cu normala la suprafața țintei; pentru $\alpha = 45^\circ$, forța de radiație exercitată asupra țintei devine independentă de coeficientul de reflexie al țintei /199/. La țintele conice, în afara dispersării fasciculului de ultrasunete, se obține și posibilitatea de autocentrare a țintei pe fascicul.

Dimensiunile țintei trebuie să fie mai mari decît dimensiunea fasciculului și de cîteva ori mai mari decît lungimea de undă, de unde rezultă limita inferioară a intervalului de frecvență în care această metodă poate fi utilizată; în /15/ gama de frecvență în care poate fi folosită această metodă este apreciată la intervalul 50 kHz - 5 MHz.

Tot în vederea preîntîmpinării formării undelor staționare, pereții băi în care este montată ținta sînt fonoabsorbantî, ei fiind acoperiți cu cauciuc spongios sau neopren, eficiența acestora putînd atinge 99% /190/.

Măsurarea forței de radiație ce acționează, asupra țintei se face fie direct, fie prin metode de compensare, folosind balanțe obișnuite, microbalanțe sau alte procedee de măsurare a forțelor; la metodele de măsurare compensate, printr-un anumit procedeu se produce o forță egală și de semn contrar cu forța de radiație, ce menține ținta în echilibru. De exemplu, în /91/ pentru măsurarea forței de radiație se folosește o microbalanță la care unul dintre platane este înlocuit cu ținta, legarea acesteia la brațul balanței făcîndu-se cu fire din nilon; în /39/ măsurarea forței de radiație se face dinamometric, folosind resoarte de la dispozitivele electrice de măsurat, iar în /194/ se prezintă o metodă de compensare a forței de radiație folosind un dispozitiv magnetoelectric. În /15, 88/ măsurarea forței de radiație se face prin intermediul unor resoarte a căror deformare este măsurată cu tra-

ductoare capacitive, iar în /11/ măsurarea forței de radiație se face prin măsurarea deformației ce apare într-o lamă încastată supra căreia acționează fascicolul ultrasonor, cu ajutorul unor reductoare tensometrice semiconductoare. Sensibilități mari pot fi obținute cu ajutorul balanțelor de torsiune /190, 191/.

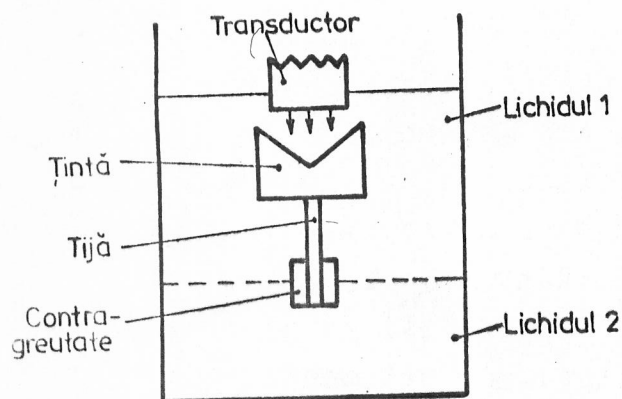


Fig.1.5.

Formă conică, permițând în acest mod autocentrarea pe fascicul; ea este construită din tablă subțire având aer în interior. De țintă este prinsă o tijă la capătul căreia se găsește o greutate, astfel încât aceasta să se găsească în ambele lichide. Prin schimbarea dimensiunilor geometrice ale contragreutății se poate schimba intervalul de măsurare.

La apariția forței de radiație ansamblul țintei se deplasează în jos, producând creșterea forței arhimedice; poziția de echilibru se obține când cele două forțe devin egale. Formula de calibrare a aparatului este /90/

$$P = \frac{F \cdot c}{2 \cos^2 A} \quad (1.22)$$

unde P este puterea acustică totală ce cade pe țintă, F este forța de radiație exercitată de fascicol asupra țintei, c este viteza sunetului în mediul de propagare, iar A este unghiul format de normala la suprafața activă a țintei cu direcția fascicolului.

Dacă se folosește sfera ca țintă, deoarece ea este suspendată printr-un fir subțire /90, 191, 199, 201/, măsurarea forței de radiație se face, de obicei, măsurând optic deplasarea sferei față de poziția de echilibru; relațiile de calcul a forței de radiație în cazul sferei sînt mult mai complicate decît pentru celelalte ținte prezentate anterior.

Măsurarea puterii acustice pe baza măsurării forței de radiație corespunde cu medierea în spațiu și timp a acestei valori; prin urmare metoda ridică probleme deosebite la determinarea distribuției câmpului acustic și la determinarea puterii acustice în impuls.

Calibrarea aparatelor pentru măsurarea puterii acustice pe baza forței de radiație, numite și radiometre, se poate face simplu cu ajutorul unor greutăți, însă în timpul măsurărilor intervin o serie de factori ce afectează precizia măsurării.

O primă condiție impusă radiometrelor este aceea de a realiza condiții de câmp liber, fără unde staționare; de asemenea, se impune condiția ca fasciculul să fie nedivergent. Mediul lichid de propagare trebuie să fie degazat și să aibă o atenuare cât mai redusă, aceasta prezentând importanță în special în funcționarea în regim de impulsuri.

Deoarece curenții acustici pot produce erori sistematice deosebit de mari este necesară eliminarea acestora cu ajutorul unor folii foarte subțiri, transparente pentru ultrasunete /33, 47, 21/.

Cea mai importantă sursă de eroare este temperatura; la modificarea temperaturii are loc modificarea constantelor lichidului de propagare și ale țintelor, conducând prin aceasta și la modificarea forțelor arhimedice. Din cauza absorbției, temperatura în baie se modifică, influențând precizia măsurării.

Prin realizări experimentale îngrijite, luând măsuri de eliminare sau reducere a erorilor, cu ajutorul acestei metode pot fi obținute sensibilități mari; astfel în /194/ intervalul de măsurare este 1-100 mW, rezoluție 0,1 mW cu o precizie de $\pm 10\%$; în /91/ rezoluția este 0,04 mW, iar în /190/ rezoluția este de 0,01 mW la o putere de 2 mW, precizia de măsurare fiind de $\pm 3\%$.

Intensitatea acustică maximă ce poate fi măsurată cu ajutorul acestei metode este de 5 W/cm^2 , în timp ce la metodele calorimetrice poate atinge 43 W/cm^2 /90, 199/.

1.5. Metode optice de măsurare a mărimilor acustice

Producerea ultrasunetelor de către suprafețele vibrante și propagarea acestora prin medii poate fi caracterizată și prin modificarea unor mărimi optice, pe baza cărora se pot determina mărimile acustice.

Astfel, la trecerea undelor sonore prin medii transparente are loc o modificare locală a densității ceea ce conduce la modificarea indicelui de refracție. Pentru o undă luminoasă, avînd o anumită lungime de undă, ce trece printr-un mediu dat, se poate scrie /189/:

$$(n^2+2)(n^2-1) = A\rho, \quad (1.23)$$

unde n este indicele de refracție, ρ este densitatea mediului, iar A este o constantă de material. La modificarea densității mediului de propagare are loc o modificare a indicelui de refracție:

$$\frac{dn}{n} = \frac{d\rho}{\rho} \frac{(n^2+2)(n^2-1)}{6n^2}. \quad (1.24)$$

deoarece variația de densitate este proporțională cu variația de presiune, rezultă că și variația indicelui de refracție este proporțională cu variația de presiune, cel puțin între anumite limite. La trecerea unui fascicul de lumină transversal pe direcția ascicului de ultrasunete se produce o deflexie a undelor luminoase din cauza zonelor comprimate și respectiv rarefiate ce au luat naștere în lichid ca urmare a prezenței undelor acustice.

Fenomenul de difracție stă la baza metodei "schlieren" de vizualizare a câmpurilor acustice /40, 62, 132, 188, 189, 201/; una dintre variantele acestei metode este prezentată în fig.1.6.

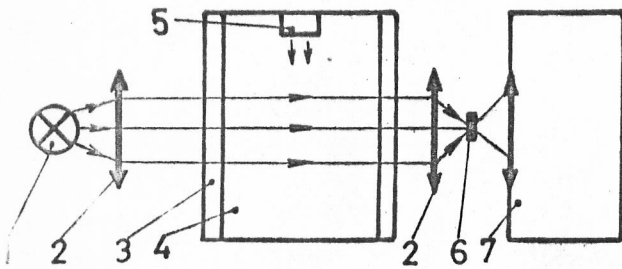


Fig.1.6.

O sursă de lumină emite un fascicul care este trecut printr-un sistem de lentile 2, astfel încît să fie focalizat într-un punct în care se pune un obturator 6. Între cele două lentile se găsește un bazin cu apă care are pe-

neții din sticlă. În absența câmpului sonor, din cauza obturatorului, fasciculul de lumină nu poate să ajungă la aparatul de fotografiat 7; dacă în mediu se produce un câmp acustic, din cauza perturbării mediului au loc fenomene de difracție ce conduc la colirea obstacolului 6 și impresionarea aparatului de fotografiat.

În regim liniar interpretarea imaginii este simplă, însă metoda nu este suficient de sensibilă la nivele prea mici ale intensității acustice. Determinări cantitative sînt destul de greu executat mai ales în sisteme tridimensionale, deoarece nu se

cunoaște distribuția spațială a intensității. Metoda permite atât analiza calitativă a câmpului acustic în regim de undă continuă, cât și în impuls, în ultimul caz folosindu-se surse de lumină în impuls și detectoare sincrone /62, 132, 188/.

Pentru frecvențe mai mari de 50 MHz și pînă la 1 GHz câmpul ultrasonor realizează în mediul de propagare o rețea de difracție pentru lumina transversală, ce produce o difracție Bragg /132, 137/. Cu ajutorul acestei metode pot fi studiate atât undele longitudinale cât și cele transversale. Un fenomen asemănător, este împrăștierea Brillouin a undelor de lumină din cauza undelor termice avînd domeniu de aplicare între 1 kHz și 10^{13} Hz /137/.

O altă categorie de metode optice folosite la măsurarea mărimilor acustice este cea bazată pe tehnica interferometrică, uneori combinată cu holografia /9, 17, 34, 165, 186, 189, 200/. În cadrul acestor metode se folosesc interferometre Michelson, Jamin sau Harwell împreună cu laseri și fotodetectoare. Cu ajutorul unei asemenea metode în /165/ se arată că un interferometru cu laser poate măsura amplitudinea vibrațiilor unui transductor într-un cerc cu diametrul de numai 200 μm , rezoluția fiind de ordinul 10^{-5} - 10^{-6} μm .

Metodele interferometrice sînt foarte sensibile la vibrații, motiv pentru care uneori se introduc bucle de reacție suplimentare pentru compensarea vibrațiilor /165/.

Deși prezintă unele avantaje în comparație cu alte metode, metodele optice sînt folosite limitat în primul rînd datorită faptului că necesită medii optice de propagare. Dispozitivele optice cât și mediile de propagare pentru lumină și deci și pentru ultrasunete, trebuie să îndeplinească o serie de condiții nu întotdeauna ușor de realizat. Cu excepția metodelor de determinare pe cale optică a elongației, celelalte metode sînt metode integrale, de obicei indicate în determinări calitative și mai puțin cantitative, într-o gamă dinamică de intensități acustice relativ restrînse.

1.6. Metode chimice de măsurare a mărimilor acustice

/90, 148, 154, 189, 201/

La trecerea ultrasunetelor prin medii acustice au loc o serie de schimbări de structură ca reacții chimice, eliberări de radicali, polimerizări sau depolimerizări, unele dintre aceste fenomene stînd la baza metodelor chimice de măsurare a mărimilor acustice.

Metodele chimice de măsurare a mărimilor acustice sînt destul de puțin extinse; ele se folosesc mai mult la intensități acustice mari, deși nu se cunoaște exact care este influența cavității asupra acestor metode /148/.

1.7. Metode electrice de măsurare a mărimilor acustice

Prin metode electrice de măsurare a mărimilor acustice se înțelege acele metode la care determinarea mărimilor acustice se face cu ajutorul unor traductoare de măsură a căror mărime de măsurare este electrică; de remarcat că traductorul de măsură poate fi chiar transductorul al cărui parametri se măsoară.

Metodele electrice de măsurare a mărimilor acustice pot fi clasificate astfel:

a) - metode de măsurare cu traductoare electrice de deplasare;

b) - metode de măsurare ce folosesc traductoare acustice de măsurat;

c) - metode de măsurare a mărimilor acustice directe pe baza măsurării caracteristicilor electrice ale traductoarelor;

d) - metode de reciprocitate.

O categorie distinctă a metodelor electrice de măsurare a mărimilor acustice o constituie metodele de măsurare a parametrilor mecanici, electrice și acustici de material, aceste măsurări vînd o arie de aplicații mult mai largă.

1.7.1. Utilizarea traductoarelor de deplasare la măsurarea mărimilor acustice /12, 15, 24, 36, 115, 119, 137, 189, 201/

Măsurarea mărimilor acustice cu ajutorul traductoarelor de deplasare este similară cu măsurarea vibrațiilor cu asemenea traductoare, în ambele cazuri folosindu-se traductoare inductive, electrodinamice sau capacitive de deplasare. Mărimea acustică măsurată de aceste traductoare este elongația sau viteza, însă pe baza unor relații de calcul se poate determina și intensitatea impulsului acustic /201/.

Domeniul de frecvență în care pot fi folosite asemenea traductoare este destul de limitat, pînă la circa 200 kHz /137/, însă pentru anumite forme constructive de traductoare capacitive, dome-

niul de frecvență poate fi extins pînă la cîțiva megahertzi /115, 137, 201/.

1.7.2. Transductoare acustice de măsură

Transductoarele acustice folosite la măsurarea mărimilor acustice au o mare răspîndire datorită sensibilității lor ridicate; în /165/ se arată că transductoarele piezoceramice de bandă largă permit măsurarea unor elongații de ordinul 10^{-7} μm , iar transductoarele piezoceramice ce funcționează la rezonanță pot măsura elongații de ordinul 10^{-8} μm . În afara sensibilității ridicate, transductoarele acustice de măsură permit studierea cîmpurilor ultrasonore neuniforme sau în regim de impuls.

Măsurarea unor mărimi acustice locale, presupune ca dimensiunile transductorului să fie mult mai mici decît lungimea de undă în mediul de propagare, astfel încît intensitatea cîmpului acustic pe suprafața transductorului să fie constantă, deoarece răspunsul transductoarelor este proporțional cu valoarea medie a presiunii acustice sau a vitezei pe suprafața transductorului; la dimensiuni mari pot apărea erori importante, datorită efectelor de recombinare a undelor cu faze diferite ce sosesc pe suprafața transductorului /64/.

În literatura de specialitate /22, 36, 189, 201/ se recomandă ca dimensiunea maximă d_{max} a suprafeței active a transductorului să fie mai mică decît $(1/10)\lambda$, unde λ reprezintă lungimea de undă. În acest caz se asigură și condițiile de neperturbare a cîmpului acustic și o caracteristică de directivitate largă; dacă $d_{\text{max}} \cdot k > 0,5$, unde k este numărul de undă, este necesar să se țină seama de caracteristica de directivitate a transductorului de măsură /189, 201/. Condițiile de mai sus sînt relativ greu de îndeplinit; la 1 MHz, în apă lungimea de undă este 1,5 mm, iar la 15 MHz, 0,1 mm.

Pentru ca răspunsul transductorului să fie cît mai rapid, problemă deosebit de importantă la măsurarea cîmpurilor acustice în regim de impuls, este necesar ca grosimea materialului piezoelectric să fie cît mai mică, adică să aibe frecvența proprie de rezonanță cît mai mare /22, 62, 189, 201/. În literatura de specialitate /62, 188, 201/ sînt prezentate asemenea transductoare de măsură avînd diametrul de 150 μm , o grosime de 40 μm și frecvența proprie de rezonanță de ordinul a 20 MHz. O altă soluție construc-

ivă, complet diferită de cea precedentă, se obține dacă grosimea transductorului este suficient de mare, în acest caz existând posibilitatea realizării unei analize în timp a impulsurilor ultrasonore; astfel în /134/ cu ajutorul unui disc piezoceramic avînd diametrul de 12 mm și grosimea de 12 mm s-a reușit analizarea în timp a unor impulsuri de tensiune avînd durată mai mică decît 0,5 μ s. Dacă în primul caz transductorul se prezenta ca o linie lungă, avînd lungimea mai mică decît $\lambda/2$, în ultimul caz transductorul se prezintă ca o linie lungă, avînd lungimea mai mare decît λ , făcînd astfel posibilă obținerea răspunsului pe durata propagării impulsului în transductor.

Mărimile acustice ce pot fi măsurate cu ajutorul transducătoarelor de măsură sînt presiunea acustică și viteza de deplasare a particulelor de la suprafața activă a transductorului; în /64/ se prezintă un transductor insensibil la fază bazat pe efectul acusticoelectric, efect ce se manifestă prin interacțiunea fonon-purtător de sarcină în unele materiale la propagarea undelor acustice, cu ajutorul căruia se poate măsura direct puterea acustică.

Creșterea benzii de frecvență recepționate de transductoarele de măsură poate fi realizată printr-o amortizare corespunzătoare a suprafeței posterioare a transductorului /22, 84, 93/, însă prin amortizare cresc pierderile /57/ și are loc o scădere a frecvenței centrale de rezonanță /156/; de asemenea, amortizarea nu trebuie să afecteze uniformitatea benzii de frecvență a transductoarelor de măsură /57/.

Amortizarea se poate realiza cu pulberi din wolfram în rășini epoxidice /93/, cu unul sau două straturi din mercur, zinc sau plumb /156/, cu material identic cu cel din care este confecționat transductorul, însă nepolarizat /22/.

Determinarea mărimilor acustice globale cu ajutorul transductoarelor de măsură se poate face prin integrarea valorilor locale obținute prin baleierea cîmpului acustic /88, 189/ sau cu ajutorul unor rețele de transductoare punctiforme /182/.

Calibrarea transductoarelor acustice de măsură se poate face în cîmp constant cunoscut sau prin metode de reciprocitate /187, 201/, cu aplicarea unor corecții privind măsurarea tensiunii electrice, reflexia la suprafața transductorului, fenomenele de difracție, etc.; după aplicarea corecțiilor imprecizia de măsurare poate fi mai mică decît 1 dB /21/.

1.7.3. Metode electrice directe de măsurare a mărimilor acustice

Metodele electrice directe de măsurare a mărimilor acustice se bazează pe posibilitatea de reprezentare a transductoarelor printr-o schemă electrică echivalentă simplă, valabilă în jurul

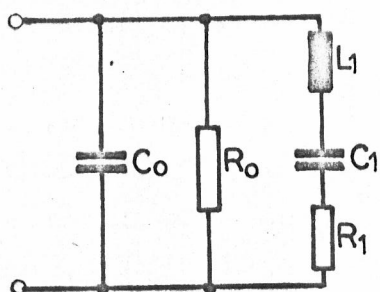


Fig.1.7.

frecvenței de rezonanță, care pentru transductoarele piezoelectrice arată ca în fig.1.7 /108, 109, 110/, în care C_0 reprezintă capacitatea proprie transductorului blocat, R_0 rezistența de pierderi, iar L_1 , C_1 , R_1 impedanța electrică echivalentă părții mecanice (inclusiv mediul de propagare). Dacă se ridică hodograful imitanței circuitului în jurul frecvenței de rezonanță se obțin diagrame avînd forma unor cercuri /166/, numite cercuri Kennelly /105, 135/, pe baza cărora pot fi determinate o serie de mărimi acustice ca: randamentul transductorului, frecvențele de rezonanță, coeficientul de cuplaj electroacustic, parametrii electrici echivalenți, puterile acustice.

Tot în cadrul acestor metode merită a fi amintite metodele de determinare precisă a frecvenței proprii de rezonanță pentru transductoarele folosite în radiotehnică /46, 110/.

1.7.4. Calibrarea transductoarelor de ultrasunete prin metoda reciprocității

Calibrarea transductoarelor de ultrasunete prin metoda reciprocității face parte din categoria metodelor absolute de măsurare a mărimilor acustice și are la bază proprietatea de reciprocitate a unor transductoare de ultrasunete și a mediului de propagare.

În /14, 168/ se arată că dacă un transductor este liniar și bilateral (reversibil) și realizează un singur tip de cuplaj între partea electrică și mecanică, el este reciproc, problema principală fiind în acest caz de a găsi formalismul matematic de descriere /78/.

Pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete prin metoda reciprocității este necesară cunoașterea parametrului de re-

prociitate, care va fi definit în continuare /14/.

Se consideră un sistem transductor-mediu de propagare (fig. 1.8) ca un diport hibrid avînd o poartă electrică și o poartă acustică (mecanică), pentru care se va face o descriere de tip extern, adică diportul va fi caracterizat printr-un operator ce realizează transformarea unui vector hibrid, ce conține atît mărimi electrice, cît și mecanice, într-un alt vector hibrid /168/.

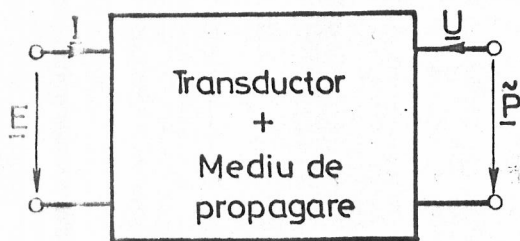


Fig.1.8.

Poarta electrică este caracterizată prin vectorul $[\underline{E}, \underline{I}]^t$, unde

simbolul t indică transpusa matricii corespunzătoare vectorului respectiv, în care \underline{E} este tensiunea aplicată la bornele transductorului, iar \underline{I} , curentul absorbit de către transductor; poarta mecanică este caracterizată prin vectorul $[\underline{\tilde{P}}, \underline{U}]^t$ în care \tilde{P} este presiunea medie pe suprafața Σ ce reprezintă "poarta acustică",

$$\underline{\tilde{P}} = \frac{1}{\Sigma} \int_{\Sigma} \underline{P} d\sigma, \quad (1.25)$$

unde \underline{P} este presiunea pe elementul de suprafață $d\sigma$, iar \underline{U} reprezintă viteza volumică corespunzătoare suprafeței Σ ,

$$\underline{U} = \int_{\Sigma} \underline{v} d\sigma, \quad (1.26)$$

fiind viteza particulelor ce străbat suprafața $d\sigma$.

Dacă se consideră aplicația $[\underline{U}, \underline{I}]^t \rightarrow [\underline{\tilde{P}}, \underline{E}]^t$, pentru un transductor linear se poate scrie, conform analogiei de tip I în impedanțe acustice /168/:

$$\begin{aligned} \underline{\tilde{P}} &= \underline{Z}_a \underline{U} + \underline{\Phi} \underline{I} \\ \underline{E} &= \underline{\Phi}' \underline{U} + \underline{Z}_e \underline{I} \end{aligned} \quad (1.27)$$

în care operatorii liniari parțiali au următoarele semnificații:

\underline{Z}_a - reprezintă aplicația de la \underline{U} la $\underline{\tilde{P}}$ pentru poarta electrică în gol, $\underline{I}=0$ (impedanță acustică);

\underline{Z}_e - reprezintă aplicația de la \underline{I} la \underline{E} pentru poarta mecanică blocată, $\underline{U}=0$ (impedanță electrică);

$\underline{\Phi}$, $\underline{\Phi}'$ - reprezintă aplicații mixte între poarta electrică și poarta mecanică (factori de cuplaj electromecanici).

Toate mărimile introduse mai sus vor fi considerate mărimi complexe, corespunzătoare unui regim armonic de pulsație ω_0 .

Relațiile (1.27) descriu diportul printr-un formalism de impedanță pentru care condiția de reciprocitate presupune simetria matricii $[Z]$, adică $\underline{\phi} = \underline{\phi}'$ /168/; presupunând că este îndeplinită condiția de mai sus, dacă sistemul este alimentat electric și pe suprafața Σ viteza volumică este nulă ($U=0$), din (1.27) se poate scrie:

$$\underline{\tilde{P}} = \underline{\phi} \underline{I}_0 . \quad (1.28)$$

Dacă se emite prin Σ o undă acustică în mediul de propagare având viteza volumică U , tensiunea electrică în gol ($\underline{I}=0$) obținută, va fi:

$$\underline{E}_0 = \underline{\phi} \underline{U} . \quad (1.29)$$

În condițiile de mai sus pe suprafața Σ_T a transductorului se obține presiunea medie $\underline{\tilde{P}}_T$, dată de relația:

$$\underline{\tilde{P}}_T = \frac{1}{\Sigma_T} \int_{\Sigma_T} \underline{P}_T d\Delta . \quad (1.30)$$

Se definește ca fiind sensibilitatea de emisie în curent S , raportul dintre presiunea medie exercitată asupra unei suprafețe Σ ce se găsește la o distanță d de transductor în regim de emisie și curentul absorbit I_0 de acesta:

$$S = \frac{\underline{\tilde{P}}_{\Sigma}(d)}{I_0} , \quad (1.31)$$

iar ca sensibilitate de recepție în tensiune M , raportul dintre tensiunea obținută în gol la bornele transductorului E_0 și valoarea medie a presiunii de pe suprafața transductorului:

$$M = \frac{E_0}{\underline{\tilde{P}}_T} . \quad (1.31')$$

Pe baza relațiilor (1.28) și (1.29) se poate scrie:

$$\phi = \frac{\underline{\tilde{P}}_{\Sigma}}{I_0} = \frac{E_0}{U} = \frac{E_0}{\underline{\tilde{P}}_T} \cdot \frac{\underline{\tilde{P}}_T}{U} . \quad (1.32)$$

Se definește ca fiind factor, parametru sau raport de reciprocitate J , raportul dintre sensibilitatea de recepție în tensiune și sensibilitatea de emisie în curent /14, 15, 115, 116, 167/; din (1.32) rezultă:

$$J = \frac{M}{S} = \frac{\underline{\tilde{P}}_T}{U} . \quad (1.33)$$

Pe baza relației de mai sus rezultă că raportul de reciprocitate reprezintă o admitanță acustică de transfer de la un transductor receptor în regim de emițător avînd viteza volumică U . Aceasta produce pe suprafața transductorului emițător, în regim receptor, o presiune acustică medie \tilde{P}_T , în absența acestuia /14, 15/.

Din definiția de mai sus, rezultă că raportul de reciprocitate este o mărime ce depinde de distribuția cîmpului acustic, suprafața activă a transductorului, suprafața "porții" acustice și distanța dintre transductor și suprafața "porții" acustice, astfel încît, în condiții date, el poate fi determinat; de exemplu în /14, 15, 88/ sînt date expresiile de calcul ale raportului de reciprocitate pentru transductoare reciproce în cîmp îndepărtat - numit raport de reciprocitate pentru unde sferice și respectiv în cîmp apropiate - numit raport de reciprocitate pentru unde plane, în ambele cazuri cîmpul acustic fiind considerat liber, format numai din unde progresive, fără unde reflectate. În tehnica sonariilor se folosește raportul de reciprocitate pentru unde acustice cilindrice /13, 14, 15/, iar în emisia acustică, raportul de reciprocitate pentru unde acustice de suprafață /61, 65/. Raportul de reciprocitate poate fi definit și pentru tuburi acustice /8, 14, 15/ sau pentru cîmpuri acustice difuze /35/.

De exemplu, pentru unde sferice valoarea parametrului de reciprocitate este:

$$J_{sf} = \frac{2d}{\rho f}, \quad (1.34)$$

unde d este distanța dintre cele două transductoare, ρ - densitatea mediului de propagare, iar f - frecvența ultrasunetelor; pentru unde plane, valoarea parametrului de reciprocitate se calculează cu relația:

$$J_p = \frac{2A}{\rho c}, \quad (1.34')$$

unde A este aria transductorului emițător, iar c este viteza de deplasare a undelor.

O analiză detaliată a raportului de reciprocitate, pornind de la schemele electrice echivalente ale transductoarelor și ale mediului de propagare se face în /114, 116/.

Raportul de reciprocitate poate fi stabilit și pe baza altor formalisme de descriere a sistemelor acustice; de exemplu în /61/ se consideră aplicația $[\tilde{V}, \tilde{I}]^T \rightarrow [\underline{F}, \underline{E}]^T$, unde \tilde{V} reprezintă viteza complexă medie a unei suprafețe, iar \underline{F} forța complexă exer-

citată pe o suprafață. În acest caz, folosind analogia de tip I în impedanțe mecanice /168/, se obține pentru raportul de reciprocitate H , expresia

$$H = \frac{\tilde{V}}{F}, \quad (1.35)$$

care reprezintă o admitanță mecanică de transfer.

Proprietatea de reciprocitate poate fi definită și din considerente energetice /181/, definiție preluată în /144/, unde sistemul acustic este caracterizat prin randamentul electroacustic, respectiv acustico-electric.

O definiție a raportului de reciprocitate puțin diferită față de cea dată de relația (1.35) apare în /37/. Diferența constă în faptul că transductorul apare împreună cu o impedanță electrică conectată în serie cu transductorul atunci când este în emisie și respectiv în paralel, atunci când este în recepție și în acest mod se elimină dificultatea măsurării tensiunii în gol la bornele transductorului în regim receptor, sensibilitatea de recepție în tensiune fiind definită în funcție de tensiunea măsurată în regim receptor pe impedanța dată.

Schema de principiu a calibrării transductoarelor de ultrasunete pe baza metodei reciprocității este prezentată în fig.1.9, și conține trei transductoare dintre care unul este reciproc, măsurarea făcându-se în trei etape /8, 14, 15, 61, 65, 88/. În continuare se va presupune că urmează a fi calibrat transductorul T_2 în regim receptor, adică se va determina sensibilitatea sa de recepție în tensiune M_2 ; transductorul T_1 este un transductor emițător, iar transductorul T_3 este un transductor liniar, bilateral și reciproc.

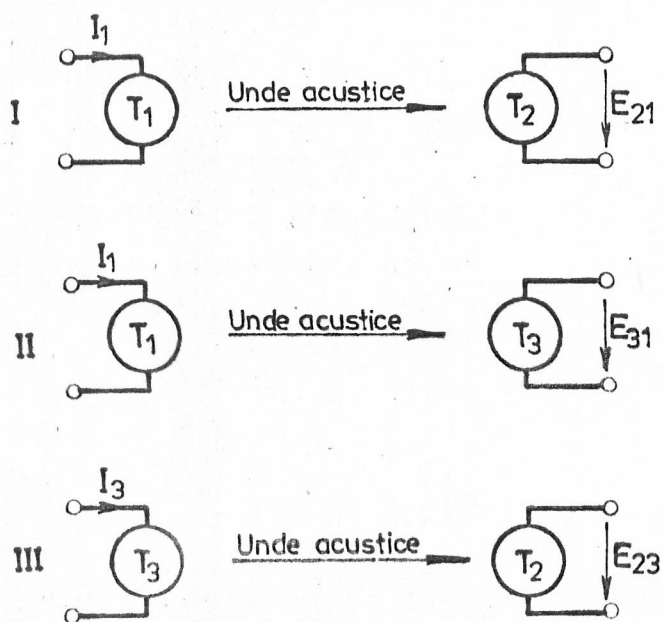


Fig.1.9.

În prima etapă se alimentează transductorul T_1 cu curentul I_1 ; ca urmare a câmpului ultrasonor produs, la bornele transductorului T_2 se măsoară în gol, tensiunea E_{21} .

În etapa a II-a se plasează în locul transductorului T_2 , transductorul T_3 care va produce, în același câmp ultrasonor, o tensiune electromotoare în gol, egală cu E_{31} .

În etapa a III-a se așează, transductorul T_3 în locul transductorului T_1 , în regim emițător, iar ca receptor se folosește transductorul T_2 ; dacă transductorul T_3 se alimentează cu curentul I_3 , la bornele transductorului T_2 se va obține în gol E_{23} . Considerînd că presiunea acustică medie realizată în primele două etape pe suprafața transductorului receptor este \tilde{P}_1 , iar în etapa a III-a, \tilde{P}_3 , pot fi scrise următoarele relații:

$$S_1 = \frac{\tilde{P}_1}{I_1} ; \quad S_3 = \frac{\tilde{P}_3}{I_3} = \frac{M_3}{J} \quad (1.36)$$

$$M_2 = \frac{E_{21}}{\tilde{P}_1} = \frac{E_{23}}{\tilde{P}_3} ; \quad M_3 = \frac{E_{31}}{\tilde{P}_1}$$

de unde, se deduce:

$$M_2 = \sqrt{J \frac{E_{21} E_{23}}{E_{31} I_3}} , \quad (1.37)$$

relație ce permite determinarea sensibilității de recepție în tensiune a transductorului T_2 .

La deducerea relației de mai sus s-a presupus că se lucrează în undă continuă, avînd o anumită distanță între transductorul emițător și receptor; de asemenea se presupune că transductorul receptor nu perturbă cîmpul acustic, pe suprafața lui apărînd aceiași valoare medie a presiunii acustice, independent de dimensiunea transductorului și coeficientul de reflexie. Primele condiții sînt necesare pentru a putea stabili valoarea parametrului de reciprocitate, însă aceasta conduce în mod nemijlocit la determinarea sensibilității de recepție a transductorului pentru o distanță și o frecvență date. În ceea ce privește ultimele condiții ele nu pot fi practic îndeplinite, motiv pentru care se introduc corecții /21/.

Dacă transductoarele T_2 și T_3 sînt identice, se constată că primele două etape se suprapun; deoarece în relația (1.37) E_{21} devine egală cu E_{31} , rezultă:

$$M_2 = \sqrt{J \frac{E_{23}}{I_3}} , \quad (1.38)$$

adică calibrarea transductorului se face numai pe baza etapei a III-a, în care se măsoară curentul de excitație al transductorului emițător I_3 și tensiunea în gol de la bornele transductorului receptor E_{23} /183/.

Pe baza observației de mai sus se poate trece la calibrarea transductoarelor liniare, bilaterale și reciproce prin metoda autoreciprocității, ceea ce presupune ca același transductor să fie folosit atât ca emițător, cât și ca receptor. Pentru a putea

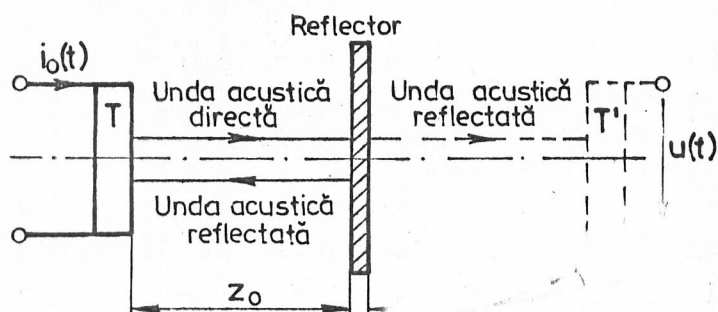


Fig. 1.10.

folosi același transductor atât ca emițător, cât și ca receptor este necesar ca funcționarea acestuia să fie în impuls și unda acustică să fie reflectată; în fig. 1.10 se prezintă schema de principiu a calibrării transductoarelor de ultrasunete prin metoda autoreciprocității. Transductorul T excitat cu curentul $i_0(t)$ produce o undă acustică directă ce se propagă prin mediul de propagare pînă ce întâlnește reflectorul, după care este reflectată și apoi recepționată de către același transductor.

Considerînd metoda imaginilor /88, 161/, se poate presupune că recepția este realizată de către transductorul T' ce reprezintă imaginea transductorului T față de reflector. Prin urmare, metoda este similară cazului în care se folosesc două transductoare identice situate la distanța $2z_0$ și impune următoarele condiții:

- reflectorul să fie ideal și infinit pentru a permite reflectarea completă a undei directe;
- durata impulsului emis să fie suficient de mare pentru a se putea neglija regimul tranzitoriu și deci să fie realizate condițiile de undă continuă (regim armonic);
- durata impulsului emis să fie suficient de scurtă pentru a se putea distinge regimul de emisie și cel de recepție.

Calibrarea transductoarelor acustice prin metoda reciprocității, folosită inițial la calibrarea microfoanelor și difuzoarelor /8, 35, 88, 125, 203/ s-a extins la calibrarea transductoarelor de vibrații /24, 89/ și de emisie acustică /61, 65/, în tehnica sonarilor /13, 14, 15, 182/ și ulterior la calibrarea transductoarelor de ultrasunete pînă la frecvențe de ordinul megahertzilor /20, 21, 37, 88, 114, 116, 117, 134, 144, 187, 201/.

Aplicarea metodelor de reciprocitate la calibrarea transductoarelor de ultrasunete, presupune în primul rînd cunoașterea raportului de reciprocitate. Din definițiile de mai sus ale raportu-

lui de reciprocitate, rezultă că el se poate stabili pentru un regim armonic, ceea ce permite stabilirea zonelor de câmp apropiat sau îndepărtat /7, 166, 167/. Condițiile devin mai severe în cazul calibrării transductoarelor de ultrasunete prin metoda autoreciprocității, de exemplu în /88/ este discutată problema duratei impulsului emis pentru a putea neglija regimul tranzitoriu, distanța necesară între transductor și reflector pentru ca impulsul emis și el recepționat să nu se suprapună, cât și proprietățile și dimensiunile ecranului, rezultând că metoda poate fi folosită numai în gama de frecvență 15-200 kHz. În /144/ condițiile impuse sînt mai puțin severe, rezultînd o bandă de frecvență de cîțiva megahertzi, precizia de măsurare estimată fiind de 30% cu posibilități de îmbunătățire de pînă la 6%. În articolul citat, reciprocitatea este caracterizată prin randamentul transductorului care este considerat același atît în emisie cît și la recepție. Așa cum se arată în /177/, randamentul unui cuadripol reciproc în conexiune directă și inversă este același numai cu condiția adaptării la intrare și respectiv la ieșire în condițiile transferului maxim de energie, condiții relativ greu de îndeplinit, mai ales în regim de impuls.

O soluție interesantă de aplicare a metodei autoreciprocității la calibrarea transductoarelor de ultrasunete în domeniul megahertzilor este prezentată în /37/, în cadrul căreia se folosește un reflector cu suprafața curbă pentru creșterea divergenței fascicolului de ultrasunete, permițînd astfel și determinarea caracteristicii de directivitate a transductorului.

Deși metodele de autoreciprocitate, prezintă o serie de avantaje în comparație cu alte metode de măsurare, fiind de altfel folosite și într-o serie de aplicații bazate pe metoda ecoului, ele nu pot fi folosite în regim de impuls deoarece:

- banda de frecvență a impulsului este largă și nu se poate face delimitarea în zone de câmp apropiat sau îndepărtat;
- structura cîmpului acustic și caracteristica de directivitate este diferită în undă continuă și în regim de impulsuri /49 - 192/;
- spectrul de frecvență al undei recepționate depinde de spectrul undei emise, de geometria transductorului și a reflectorului, cît și de distanța dintre ele.

Observațiile de mai sus sînt valabile și pentru metodele de reciprocitate, utilizarea lor fiind posibilă numai în regim de undă continuă sau cvasicontinuu.

1.8. Măsurarea parametrilor acustici de material

Măsurarea parametrilor acustici de material poate fi clasificată în două mari categorii:

- măsurarea parametrilor acustici de material corespunzător transductoarelor de ultrasunete;

- măsurarea parametrilor acustici de material specifici mediilor de propagare, cei mai importanți fiind viteza de propagare și atenuarea undelor sonore.

Proprietățile electroelastice ale materialelor piezoelectrice și magnetostrictive pot fi reprezentate prin tensori exprimați uneori prin scheme matriciale de tip Van Dyke /66, 162/. Metodele de determinare a coeficienților acestor matrici fac obiectul unor standarde IRF cu aplicabilitate limitată numai la anumite materiale /78, 112, 155/. În /162/ este prezentată o metodă iterativă de determinare a părților reale și imaginare ale coeficienților electroelastici ai transductoarelor, pe baza a trei măsurări de imitanță și a unor parametri geometrici.

În cele mai multe aplicații nu este necesară cunoașterea tuturor coeficienților matriciei Van Dyke; de exemplu, pentru determinarea elementelor din circuitul echivalent transductorului piezoelectric (modelul Mason /109/) este necesară doar cunoașterea constantei dielectrice ϵ_{33}^T , a factorului de cuplaj electromecanic k_{33} , a constantei de frecvență N , a unei constante de deformare g sau d , a constantei de tensiune mecanică e_{33} , a grosimii și ariei transductorului /48, 155/. Deoarece producătorii de transductoare de obicei nu dau constanta de tensiune mecanică, în lucrarea mai sus menționată este prezentată o metodă de determinare a acesteia pe baza unor măsurări de impedanță.

Măsurarea vitezei de propagare și a atenuării undelor acustice în diferite medii este deosebit de importantă deoarece cei doi parametri caracterizează propagarea undelor acustice; cunoașterea și determinarea lor stau de asemenea la baza majorității aplicațiilor pasive ale ultrasunetelor, valoarea lor fiind strâns legată de proprietățile structurii materialului. Astfel viteza de propagare a undelor este în primul rând o funcție de constantele elastice și densitate, în timp ce atenuarea este determinată de mecanismele disipative ale materialelor, gama de frecvență, etc. /137/.

Măsurarea vitezei de propagare poate fi făcută în undă continuă, în special prin metode de rezonanță sau în regim de impuls,

Metodele fiind preferate în înaltă frecvență sau atunci când dimensiunile eșantionului pe care se face măsurarea devin comparabile cu lungimea de undă. O prezentare detaliată a metodelor de măsurare a vitezei de propagare și a atenuării este făcută în /88, 110, 137, 189/.

De remarcat că în cazul metodelor de determinare a vitezei de propagare în regim de impuls, de obicei se determină viteza de grup c_g , a cărei valoare este diferită de viteza de fază c_f , conform relației:

$$c_g = c_f - \lambda \frac{dc_f}{d\lambda}, \quad (1.39)$$

unde λ reprezintă lungimea de undă corespunzătoare mediului de propagare considerat; în condițiile de mai sus, se apreciază că viteza de fază poate fi determinată corect numai pentru anumite forme de undă particulare /137/.

1.9. Prelucrarea semnalelor obținute în cadrul măsurărilor acustice

Prelucrarea semnalelor obținute în cadrul măsurărilor acustice se poate face în domeniul timp, frecvență și spațiu /132/, în practică cele trei domenii fiind folosite complementar.

Analiza spectrală a semnalelor acustice, folosită inițial pentru semnalele audio /174/, s-a extins și pentru semnalele ultrasonore în cadrul metodelor în regim de impuls. Astfel, în /157/ se arată că pe baza analizei spectrale a semnalelor acustice pot fi efectuate măsurări de timp, atenuare și fază. Cu ajutorul analizei spectrale pot fi obținute date referitoare la distanța pînă la un obstacol, forma și dimensiunile acestuia /22, 28, 41, 115, 133/ sau analiza modurilor de vibrație ale unui transductor /72/. În cadrul acestor metode sînt cuprinse și metodele de analiză cepstrală /22/, respectiv cele bazate pe transformata z /172/, metode care pot oferi, în anumite condiții, unele avantaje în comparație cu metodele clasice.

Utilizarea domeniului spațiu, a cunoscut o dezvoltare deosebit de importantă la prospectările acustice utilizate în geologia /101/, însă ele au început să fie folosite în egală măsură în tehnica sonariilor și în diagnosticarea cu ultrasunete /23, 44, 99, 175, 182, 191, 201/.

TABELUL 1

Caracteristica	Undă continuă	Impuls	Mărimă locală	Mărimă globală	Mărimă măsurată	Precizie	Gama de frecvență	Gama dinamică (valoarea maximă)	Sensibilitate	Influența directivității	Insensibilitate la perturbări radio	Insensibilitate la curenti acustici	Complexitate	Reproducibilitate	Litaj	Perturbare cimp acustic
Calorimetrică	3' 1' 0' 3'	E	5%	n MHz	(43W/cm ²)	1'	0'	3'	3'	3'	3'	2'	3'	3'	3'	
Termoprobă	3' 1' 3' 0'	R/P	3%	n MHz	1W/cm ²	0'	3'	3'	3'	3'	2'	3'	1'	3'		
Eroziune	3' 2' 1' 2'	E	1'	?	1'	1'	1'	3'	3'	3'	1'	3'	1'	3'		
Presiune de radiație	3' 1' 2' 3'	E/I	3%	50kHz-5MHz	(5W/cm ²)	0,01 mW	3'	3'	3'	3'	1'	2'	2'	3'		
Schlieren	3' 3' 3' 3'	R	2'	10 MHz	1'	3'	3'	3'	3'	3'	3'	3'	3'	0'		
Interferometru	3' 3' 3' 2'	X	1%	n MHz	10 ⁻¹⁰ cm	3'	3'	3'	3'	3'	3'	3'	3'	0'		
Metode chimice	3' 1' 2' 3'	E	1'	n MHz	0,1-10W/cm ²	0,1W/cm ²	2'	3'	3'	3'	1'	2'	1'	3'		
Traductor de deplasare	1' 3' 1' 3'	X	2'	n MHz	10 ⁻¹⁰ cm	3'	3'	2'	2'	2'	2'	3'	3'	3'		
Transductoare acustice	3' 3' 3' 1'	V/P	2'	20 MHz	10 ⁻¹² cm	3'	3'	2'	2'	1'	2'	3'	3'	1'		
Impedanțmetru	3' 2' 0' 3'	η	1'	n MHz	2'	2'	2'	3'	3'	3'	1'	3'	3'	0'		
Metode de reciprocitate	3' 0' 0' 3'	S	3'	n MHz	3'	3'	3'	2'	2'	3'	2'	3'	3'	1'		
Metode de auto-reciprocitate	0' 2' 0' 3'	S	3'	n MHz	3'	3'	3'	3'	3'	3'	2'	3'	1'	3'		

Ca și în alte domenii ale științei și tehnicii, metodele moderne de prelucrare a semnalelor acustice, permit extinderea posibilităților de utilizare ale acestora prin creșterea rezoluției și preciziei măsurărilor, precum și a raportului semnal - zgomot.

În încheierea acestui capitol, în tabelul 1 se prezintă sintetic caracteristicile principalelor metode de măsurare ale mărimilor acustice; în cadrul tabelului s-au folosit următoarele notații: E - energia acustică, P - puterea acustică, I - intensitatea câmpului acustic, F - forța, X - elongația, V - viteza particulelor într-un câmp sonor, P' - presiunea acustică, η - randamentul electroacustic, S - sensibilitatea acustică, R - mărime relativă. Pentru mărimile care nu pot fi evaluate cantitativ sau nu au fost întâlnite date cantitative în literatura de specialitate consultată s-a folosit următorul sistem de notații: 0' - lipsa caracteristicii respective, 1' - slabă, 2' - medie, 3' - mare. Valorile numerice prezentate constituie valorile cele mai reprezentative întâlnite în bibliografia citată în cadrul fiecărei metode de măsurare.

CAPITOLUL 2

CIMPUL ACUSTIC PRODUS DE UN TRANSDUCTOR IN REGIM TRANZITORIU

2.1. Introducere

Extinderea aplicațiilor pasive în regim de impuls în tehnica măsurărilor cu ultrasunete, defectoscopie și diagnosticare, impune cunoașterea câmpului acustic produs de transductoarele de ultrasunete în regim tranzitoriu /5, 16, 28, 134, 175, 191/.

Deși calibrarea transductoarelor de ultrasunete prin metoda autoreciprocității se face în regim de impuls, aplicarea și tratarea matematică a metodei este efectuată în regim de undă (cvasi-continuu, datorită dificultăților implicate de studiul câmpului ultrasonor în regim tranzitoriu /41, 144/; astfel în /144/ se arată că la calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității, apar erori mari în cazul în care regimul nestaționar datorat fronturilor impulsurilor nu poate fi neglijat.

Măsurările experimentale efectuate asupra câmpurilor acustice în regim tranzitoriu demonstrează existența unor deosebiri importante în ceea ce privește distribuția locală a câmpului acustic în comparație cu câmpul acustic staționar /52, 62, 188/. De asemenea, s-a constatat experimental că spectrul semnalelor obținut în regim tranzitoriu, la metodele în impuls, suferă modificări mai importante decât cele rezultate pe baza unor considerații simpliste de regim staționar /28, 132, 133, 134/.

O trecere în revistă a calculului câmpului acustic produs de transductoarele de ultrasunete în regim tranzitoriu, la nivelul anului 1970, este făcută în /50/. Folosind metoda funcțiilor Green /81 - 82/, în /44/ se prezintă o metodă de calcul a câmpului acustic îndepărtat în regim tranzitoriu, fără a defini noțiunea de câmp îndepărtat în acest regim. Pe baza metodei densității surselor, implică o discretizare a suprafeței transductorului, în /43/ este dezvoltată o metodă numerică de calcul a câmpului acustic în regim tranzitoriu; erorile de calcul sînt apreciate la circa 10%, însă metoda este valabilă numai pentru regimuri tranzitorii avînd o durată

rată scurtă /50/.

Metode aproximative de calcul al câmpului acustic în regim tranzitoriu pentru transductoare avînd forma unor pistoane circulare și respectiv dreptunghiulare sînt prezentate în /49, 51, 52, 173/ care scot în evidență undele de margine ce apar în cadrul regimului tranzitoriu.

Un studiu detaliat al câmpului acustic în regim tranzitoriu generat de către un transductor rectangular a cărui suprafață activă are o distribuție de viteză uniformă sub forma unui impuls dreptunghiular este prezentată în /5/; în cadrul acestui articol se definește noțiunea de câmp îndepărtat în regim tranzitoriu ca fiind regiunea din spațiu în care impulsul acustic nu mai suferă nici o schimbare la creșterea distanței și de asemenea este scos în evidență faptul că distribuția câmpului acustic în interiorul suprafeței generate de normala pe suprafață la marginea suprafeței transductorului este net diferită în comparație cu cea exterioară, fapt semnalat și în /132/.

Modificarea caracteristicilor de directivitate ale unui transductor de ultrasunete excitat cu un semnal sinusoidal modulat cu un semnal pseudo-gaussian, este prezentată în /192/ în funcție de numărul de sinusoidale conținut de impuls; folosind metode numerice de calcul se ajunge la concluzia că peste $n=6$ sinusoidale complete, regimul tranzitoriu al frontului poate fi neglijat. O concluzie asemănătoare apare și în /5/ unde este dat $n \geq 5$.

Deoarece metodele descrise în literatura de specialitate sînt aproximative sau pot fi folosite numai pentru cazuri particulare, în continuare autorul va dezvolta pe baza teoriei distribuțiilor, o metodă originală de calcul a distribuției câmpului acustic în regim tranzitoriu, emis de către un transductor de ultrasunete avînd o formă arbitrară a suprafeței, excitat cu un semnal oarecare; în încheierea acestui capitol, calculul regimului tranzitoriu va fi particularizat pentru un transductor avînd forma unui piston circular, una dintre cele mai răspîndite forme de transductoare în cadrul aplicațiilor pasive și care urmează a fi folosită la determinările experimentale.

2.2. Determinarea distribuției locale a presiunii acustice și a vitezei particulelor

Fie o sursă acustică punctiformă ce emite uniform în toate direcțiile, într-un mediu izotrop; presiunea acustică $p(r,t)$ într-un punct situat la distanța r de sursă, la momentul t , este soluția ecuației /10, 167/:

$$\frac{\partial^2 p(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p(r,t)}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(r,t)}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

unde c reprezintă viteza de propagare a ultrasunetelor în mediul dat.

Considerând că $P(r,j\omega)$ reprezintă transformata Fourier a presiunii $p(r,t)$, relația (2.1) devine:

$$\frac{d^2 P(r,j\omega)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dP(r,j\omega)}{dr} + k^2 P(r,j\omega) = 0, \quad (2.2)$$

în care $k=2\pi/\lambda$ reprezintă numărul de undă, λ fiind lungimea de undă.

Din ecuația diferențială (2.2) rezultă că:

$$P(r,j\omega) = S(j\omega) \frac{e^{-jkr}}{r} = S(j\omega) \frac{e^{-j\omega \frac{r}{c}}}{r}, \quad (2.3)$$

unde $S(j\omega)$ este o constantă de integrare ce caracterizează sursa, iar c este viteza de propagare a sunetelor în mediul considerat. Expresia presiunii acustice în domeniul timp este:

$$p(r,t) = \frac{s(t - \frac{r}{c})}{r}, \quad (2.4)$$

unde $s(t)$ este transformata Fourier inversă a lui $S(j\omega)$ fiind caracterizată printr-o atenuare de 6 dB la dublarea distanței și o întârziere egală cu r/c .

Pentru evaluarea constantei de integrare $S(j\omega)$, se consideră fluxul $U(j\omega)$ al vitezei unei surse acustice de formă sferică cu raza r_0 și suprafața Σ , având viteza de vibrație $\vec{V}(j\omega)$:

$$U(j\omega) = \oint \vec{V}(j\omega) \vec{n} d\sigma. \quad (2.5)$$

Din ecuația de mișcare /6, 10, 167/ rezultă că:

$$\vec{V}(j\omega) = - \frac{1}{j\omega \rho_0} \frac{\partial P(r,j\omega)}{\partial r} \vec{i}_r = \frac{S(j\omega)}{\rho_0 c} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{i}_r, \quad (2.6)$$

unde ρ_0 reprezintă densitatea mediului, iar $\vec{i}_r = \vec{r}/r$.

Inlocuind (2.6) în (2.5), prin trecere la limită se obține:

$$S(j\omega) = \lim_{r_0 \rightarrow 0} 4\pi r_0^2 \frac{S(j\omega)}{\rho_0 c} \left(1 + \frac{1}{jkr_0}\right) \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} = 4\pi \frac{S(j\omega)}{j\omega \rho_0} \quad (2.7)$$

Prin urmare:

$$S(j\omega) = j\omega \frac{\rho_0 U(j\omega)}{4\pi} \quad (2.8)$$

sau în domeniul timp:

$$s(t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 u(t)). \quad (2.9)$$

Din relația (2.9) rezultă că $s(t)$ reprezintă fluxul de masă total emis de sursa punctuală, pe unitatea de timp.

Pe baza relațiilor (2.3) și (2.6) se poate scrie:

$$v(r, j\omega) = \frac{P(r, j\omega)}{\rho_0 c} \frac{1+jkr}{jkr} \quad (2.10)$$

Pentru calculul presiunii acustice într-un punct oarecare $A(\vec{r})$, generată de o suprafață de radiație S_1 , se va considera un volum Ω mărginit de o suprafață Σ formată din suprafața S_1 curvilineară într-un ecran rigid S_3 și suprafața sferică S_2 de rază R situată la o distanță suficient de mare, încât să nu ajungă la ea unda acustică în timpul $T_0 = r/c$, (fig. 2.1).

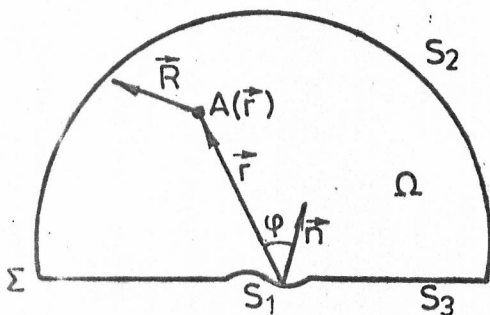


Fig.2.1.

În volumul de mai sus se aplică teorema a II-a a lui Green /87/:

$$\int_{\Omega} (F\nabla^2 G - G\nabla^2 F) d\Omega = \oint_{\Sigma} (F\nabla G - G\nabla F) \cdot \vec{n} d\sigma, \quad (2.11)$$

în care F - va fi presiunea acustică în punctul A generată de suprafața de radiație S_1

$$F = P(r, j\omega), \quad (2.12)$$

\vec{n} - versorul normalei la elementul de suprafață $d\sigma$, iar G - presiunea generată de o sursă punctuală de flux unitar, situată în A , care emite în interiorul volumului Ω /10/.

$$G = \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (2.13)$$

În condițiile de mai sus rezultă că $P(r, j\omega)$ satisface ecuația undelor /6,10/:

$$\nabla^2 P(r, j\omega) + k^2 P(r, j\omega) = 0. \quad (2.14)$$

Pentru evaluarea funcției G, ținând seama de metoda funcțiilor Green /66, 81, 82/, se introduce punctul de singularitate în ecuația undelor, în vederea integrării simultane:

$$\nabla^2 G + k^2 G = 2\pi \delta(x-x_A, y-y_A, z-z_A), \quad (2.15)$$

unde x, y, z sînt coordonate carteziene, iar x_A, y_A, z_A sînt coordonatele punctului A.

Înlocuind expresiile (2.12 - 2.15) în (2.11), se obțin:

$$\oint_{\Sigma} [P(r, j\omega) \nabla G - G \nabla P(r, j\omega)] \vec{n} \, d\sigma = -4\pi P(x_A, y_A, z_A, j\omega); \quad (2.16)$$

Ținând seama de relațiile (2.6) și (2.13) integrala de mai sus se transformă în:

$$P(x_A, y_A, z_A, j\omega) = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Sigma} \left[P(r, j\omega) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) + j\omega \rho_0 V_n(r, j\omega) \frac{e^{-jkr}}{r} \right] d\sigma, \quad (2.17)$$

unde V_n(r, jω) reprezintă componenta normală a vitezei la suprafața Σ. În expresia de mai sus, cunoscută sub denumirea de integrala lui Kirchhoff, versorul \vec{n} este orientat spre interiorul suprafeței Σ /10, 161/.

Derivata după direcția \vec{n} a funcției G este /87/:

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \frac{\partial r}{\partial n} = \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} \cos \varphi, \quad (2.18)$$

în care

$$\left(\frac{\partial r}{\partial n} \right) = -\cos \varphi.$$

Integrala pe suprafața închisă Σ din relația (2.17) poate fi descompusă astfel:

$$\begin{aligned} P(x_A, y_A, z_A, j\omega) = & \frac{1}{4\pi} \left\{ \int_{S_1} (P(r, j\omega) \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} \cos \varphi + \right. \\ & + j\omega \rho_0 V_n(r, j\omega) \frac{e^{-jkr}}{r}) ds_1 + \int_{S_2} (P(r, j\omega) \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} \cos \varphi + \\ & + j\omega \rho_0 V_n(r, j\omega) \frac{e^{-jkr}}{r}) ds_2 + \int_{S_3} (P(r, j\omega) \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} \cos \varphi + \\ & \left. + j\omega \rho_0 V_n(r, j\omega) \frac{e^{-jkr}}{r}) ds_3 \right\}. \quad (2.19) \end{aligned}$$

Integrala pe suprafața S_2 este nulă, deoarece unda acustică încă nu a ajuns la această suprafață; de asemenea, integrala pe suprafața S_3 este nulă, deoarece reprezintă suprafața unui ecran rigid ce nu radiază unde acustice ($v_n=0$, $(\partial v/\partial n)=0$) /77/. Deoarece $P(r, j\omega)$ și $v_n(r, j\omega)$ din integrala de pe suprafața S_1 se referă la același punct al suprafeței, ținând seama de relația (2.10), rezultă:

$$P(x_A, y_A, z_A, j\omega) = \frac{j\omega \rho_0}{2\pi} \int_{S_1} v_n(r, j\omega) \frac{e^{-jkr}}{r} ds_1, \quad (2.20)$$

relație ce reprezintă integrala a I-a a lui Rayleigh /10, 161/.

Similar, se poate deduce:

$$P(x_A, y_A, z_A, j\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1} P(r, j\omega) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \varphi e^{-jkr} ds_1, \quad (2.21)$$

relație ce reprezintă integrala a II-a a lui Rayleigh.

Integrala lui Kirchhoff și cele două integrale ale lui Rayleigh permit determinarea presiunii acustice în orice punct al câmpului acustic în funcție de presiunea acustică a suprafeței de radiație și/sau viteza normală a suprafeței de radiație. Trebuie remarcat faptul că nu este obligatoriu ca suprafața S_3 să fie rigidă, ci ea să nu genereze unde acustice. Limitele de aplicare a formulelor integrale de mai sus sînt discutate în lucrările de optică /17, 34, 185/ și de acustică /161/; unele precizări suplimentare referitoare la condițiile la limită pe ecran sînt făcute în /77/. Interpretarea fizică a integralelor de mai sus are la bază principiul lui Huygens, adică, presiunea în orice punct al câmpului acustic poate fi dedusă prin însumarea presiunilor acustice produse de surse punctuale pe frontul undei, care poate fi considerat chiar suprafața de emisie.

Pentru transductoarele de ultrasunete este preferabil să se utilizeze relația (2.20), deoarece, în cele mai multe cazuri se cunoaște distribuția vitezelor la suprafața transductorului. Expresia (2.20) poate fi scrisă și sub forma:

$$P(x_A, y_A, z_A, j\omega) = \frac{j\omega \rho_0}{2\pi} \sum_{i=1}^n v_{ni} \left(\frac{e^{-jkr_i}}{r_i} \right) \Delta s_i, \quad (2.22)$$

presiune obținută prin discretizarea suprafeței transductorului, ducîndu-se la calculele numerice.

Aplicînd transformata Fourier inversă în relația (2.20), se obține:

$$p(x_A, y_A, z_A, t) = \frac{\rho_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{S_1} \frac{v_n(r, t - \frac{r}{c})}{r} ds_1 \quad (2.23)$$

și respectiv, din relația (2.22)

$$p(x_A, y_A, z_A, t) = \frac{\rho_0}{2\pi} \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v_n(r_i, t - \frac{r_i}{c})}{r} \right) \Delta s_i. \quad (2.23')$$

2.3. Studiul regimului tranzitoriu al cîmpului acustic

Așa cum s-a arătat în paragraful precedent, presiunea acustică într-un punct $A(x_0, y_0, z_0)$ al unui cîmp acustic generat de către un transductor avînd suprafața de radiație S_1 , montat într-un ecran infinit, poate fi calculată cu integrala a II-a a lui Rayleigh în domeniul frecvență (2.20) sau în domeniul timp (2.23), în funcție de componenta normală a vitezei la suprafața transductorului. Dacă suprafața S_1 are proiecția S pe un plan xOy , se poate face transformarea integralei de suprafață într-o integrală dublă, conform formulei /149/:

$$\int_{S_1} F(x, y, z) ds_1 = \int_S F(x, y, z(x, y)) \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2} dx dy. \quad (2.24)$$

Tinînd seama de relația de mai sus, rezultă că pentru un transductor ce are o suprafață de radiație S_1 oarecare, presiunea acustică într-un punct al cîmpului acustic generat, poate fi calculată considerînd radiația unui transductor plan echivalent, avînd suprafața de radiație egală cu proiecția suprafeței S_1 pe un plan de referință și o distribuție normală a vitezelor dată de relația:

$$v_n' = v_n(x, y, z(x, y)) \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2}. \quad (2.24')$$

Pe baza observației de mai sus, în continuare se va considera un transductor plan de suprafață S , mărginită de o curbă închisă formată dintr-un număr finit de arce netede, astfel încît orice paralelă la axa Ox , respectiv axa Oy , intersectează curba în cel mult două puncte; ultima condiție nu este obligatorie, însă s-a impus din condiții de simplificare; de altfel orice suprafață plană S

pute fi astfel descompusă, încît condiția de mai sus să fie împlinită.

Determinarea regimului tranzitoriu al cîmpului acustic generat de suprafața emisivă a unui transductor presupune cunoașterea condițiilor inițiale și a condițiilor la limită. Prin urmare, presiunea acustică într-un punct al cîmpului acustic $M(x,y,z) \in \Omega$, generat într-un volum Ω de către un transductor de ultrasunete vînd suprafața de radiație S , trebuie să satisfacă ecuația undelor (2.14), condițiile inițiale:

$$p(x,y,z,t) \Big|_{t=+0} = p_1(x,y,z,0), \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial p(x,y,z,t)}{\partial t} \Big|_{t=+0} = p_2(x,y,z,0)$$

și condițiile la limită

$$(x,y,z,t) \Big|_S = \begin{cases} p_0(x,y,0), & \text{pentru } x,y \in S, \\ 0, & \text{pentru } x,y \in \Sigma - S. \end{cases} \quad (2.25')$$

Rezolvarea ecuației (2.14) cu condițiile inițiale (2.25) și respectiv condițiile la limită (2.25') se poate face folosind metoda lui Fourier sau metoda separării variabilelor [1, 81, 82/.

Această metodă constă în determinarea unei soluții particulare a ecuației de forma:

$$p(x,y,z,t) = F_1(x,y,z) \cdot F_2(t), \quad (x,y,z) \in M; t \geq 0, \quad (2.26)$$

care să verifice condițiile la limită și condițiile inițiale impuse. De asemenea se impune ca $p(x,y,z,t) \in C^2(\Omega)$, $\Omega' = \Omega \times R_+ \subset R^3 \times R$.

Deoarece ecuația undelor poate fi scrisă într-o formă similară cu (2.14) și pentru viteze, [6, 10, 161, 167/], rezultă că aceleași considerații pot fi făcute și în cazul vitezei particulelor din volumul Ω . În continuare, se va considera numai componenta normală a vitezei la suprafața S , $v_n(x,y,0,t) \in C^2(S')$, $S' = S \times R_+ \subset R^2 \times R$, deoarece integrala I-a a lui Rayleigh (2.20), intervine numai în această funcție. Prin urmare, componenta normală a vitezei la suprafața S a transductorului poate fi scrisă sub forma

$$v_n(x,y,0,t) = \begin{cases} \psi(x,y)\varphi(t), & x,y \in S, \\ 0, & x,y \in \Sigma - S, \end{cases} \quad t \geq 0 \quad (2.27)$$

$$\text{unde } \varphi(t) = \tilde{\Gamma}(t) \varphi_0(t), \quad (2.28)$$

$\tilde{\Gamma}(t)$ fiind impulsul treaptă unitate (Heaviside).

Deoarece funcția v_n aparține clasei C^2 , rezultă că și $\psi(x,y)$ și $\varphi(t)$ vor aparține aceleiași clase în domeniul lor de definiție.

Interpretarea fizică a relației de mai sus constă în aceea că $\psi(x,y)$ reprezintă repartiția geometrică a vitezelor pe suprafața transductorului, iar $\varphi(t)$ caracterizează dependența în funcție de timp a vitezelor punctelor de pe suprafața transductorului; această ipoteză este făcută și în /5, 43, 55, 56/, pentru oscilații ale suprafeței transductorului de amplitudine mică, adică pentru un regim liniar de funcționare..

Dacă se extind domeniile de variație atât a variabilelor spațiale cât și temporale la infinit, adică se face o prelungire a funcției v_n cu valori nule în întregul spațiu $R^2 \times R$ se obține o distribuție de tip funcție $\bar{v}_n(x,y,t) \in K'(R^2 \times R)$. Rezultă că și funcția presiune $p(x,y,z,t)$, fiind local integrabilă, generează o distribuție de tip funcție și deci $\bar{p}(x,y,z,t) \in K'(R^3 \times R)$ /54, 81, 82, 169/. În continuare, pentru simplificare, se va omite bara în cazul scrierii distribuțiilor.

Prin introducerea celor două distribuții de tip funcție de mai sus este posibilă tratarea regimului tranzitoriu al câmpului acustic într-un mod unitar și general.

În aceste condiții, limitele de integrare din relația (2.23) sînt infinite și se poate scrie:

$$p(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{Q_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\psi(x,y)}{r} \Gamma\left(t - \frac{r}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r}{c}\right) \right) dx dy. \quad (2.29)$$

Pentru evaluarea integralei duble de mai sus se va folosi metoda de integrare sub semnul integral; prin urmare:

$$p(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{Q_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\psi(x,y)}{r} \Gamma\left(t - \frac{r}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r}{c}\right) \right) dx. \quad (2.30)$$

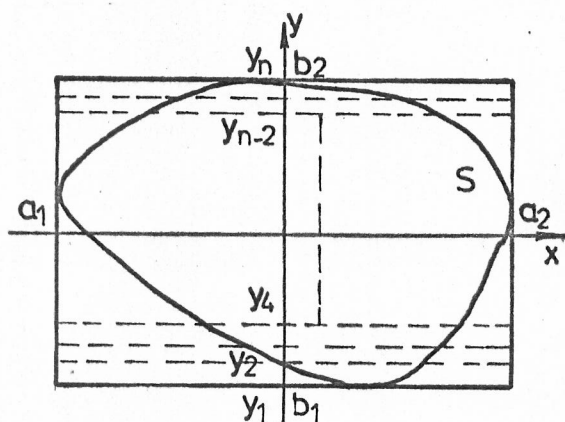


Fig.2.2.

Fie o diviziune suficient de densă a suprafeței S după y , astfel încît:

$$b_1 = y_1 < y_2 < \dots < y_k < \dots < y_n = b_2. \quad (2.31)$$

În interiorul fiecărei diviziuni se aplică teorema mediei /149/, adică se aproximează y cu o valoare medie \bar{y}_k ; înlocuind în (2.30) se obține:

$$p(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{Q_0}{2\pi} \sum_{k=1}^n \Delta y_k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right) dx, \quad (2.32)$$

unde,

$$r_k = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y_k-y_0)^2 + z_0^2}. \quad (2.33)$$

Dacă în relația (2.32) se face schimbarea de variabilă $u = r_k/c$, ea reprezintă o convoluție a două distribuții $\psi(x, \bar{y}_k)/r_k$ și $\delta(t-r_k/c)\varphi_0(t-r_k/c)$ /81/. Deoarece prima distribuție nu depinde de timp, ținând seama de proprietatea de derivare a unei distribuții în funcție de un parametru t /81/, rezultă:

$$\psi(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{\rho_0}{2V} \sum_{k=1}^n \Delta \bar{y}_k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial}{\partial t} \left(\delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right) dx. \quad (2.34)$$

Se notează:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial}{\partial t} \left(\delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right) dx, \quad (2.35)$$

iar derivata de sub semnul integral se exprimă astfel:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right) = \delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) + \delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t}, \quad (2.36)$$

unde δ reprezintă impulsul unitar Dirac. Ținând seama de relația (2.36), integrala (2.35) poate fi descompusă în distribuții de sumă /54, 81, 169/:

$$\left\langle \delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right\rangle \quad (2.37)$$

$$\left\langle \delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} \right\rangle. \quad (2.38)$$

Pentru calculul distribuțiilor de mai sus va trebui să se țină seama că distribuțiile δ și φ depind de x prin intermediul unei funcții:

$$u(x) = t - \frac{\sqrt{(x-x_0)^2 + (\bar{y}_k-y_0)^2 + z_0^2}}{c}, \quad (2.39)$$

iar $\psi(x, \bar{y}_k)$ poate fi scrisă sub forma:

$$\psi(x, \bar{y}_k) = \psi_0(x, \bar{y}_k) (\delta(x-f_1(\bar{y}_k)) - \delta(x-f_2(\bar{y}_k))), \quad (2.40)$$

unde f_1 și f_2 reprezintă conturul suprafeței S .

În /169/ se demonstrează că:

$$\delta(u(x)) = \sum_n \frac{1}{u'(x_n)} \delta(x-x_n), \quad (2.41)$$

unde x_n sînt rădăcinile ecuației $u(x)=0$, iar $u'(x)$ reprezintă derivata în raport cu x a funcției $u(x)$.

În condițiile de mai sus, rezultă pentru relația (2.39)

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} \\ x_2 &= x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$u'(x) = \frac{x - x_0}{c \sqrt{(x - x_0)^2 + (\bar{y}_k - y_0)^2 + z_0^2}} .$$

Prin urmare, distribuția dată de relația (2.37) devine:

$$\begin{aligned} \left\langle \delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right\rangle &= \left\langle \frac{tc^2}{\sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}} (\delta(x - x_0 + \right. \\ &+ \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}) + \delta(x - x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2})) , \\ &\left. \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} (\sigma(x - f_1(\bar{y}_k)) - \sigma(x - f_2(\bar{y}_k))) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right\rangle . \end{aligned} \quad (2.43)$$

Dacă se ține seama că /169/:

$$\langle \delta, f \rangle = f(0) \quad (2.44)$$

unde δ este impulsul unitate Dirac, iar f este funcția test, rezultă:

$$\begin{aligned} \left\langle \delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right\rangle &= \frac{c \varphi_0(0)}{\sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}} \times \\ &\times \left\{ \psi_0\left(x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}, \bar{y}_k\right) \times \left[\sigma\left(x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - f_1(\bar{y}_k)\right) - \right. \right. \\ &- \left. \sigma\left(x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - f_2(\bar{y}_k)\right) \right] + \psi_0\left(x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}, \bar{y}_k\right) \times \\ &\times \left[\sigma\left(x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - f_1(\bar{y}_k)\right) - \sigma\left(x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - f_2(\bar{y}_k)\right) \right] \left. \right\} . \end{aligned} \quad (2.45)$$

Pentru calculul distribuției date de relația (2.38), se poate scrie:

$$\begin{aligned} \left\langle \sigma\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} \right\rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \left[\sigma(x - f_1(\bar{y}_k)) - \right. \\ &- \left. \sigma(x - f_2(\bar{y}_k)) \right] \sigma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \sigma(x - f_1(\bar{y}_k)) . \end{aligned}$$

$$\Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \Gamma(x - f_2(\bar{y}_k)) \cdot$$

$$\Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx. \quad (2.46)$$

În expresia de mai sus $\Gamma(t - r_k/c)$ este diferită de zero numai între x_1 și x_2 dați de relațiile (2.42); prin urmare, se poate scrie:

$$\Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) = \Gamma\left(x - x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}\right) - \Gamma\left(x - x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}\right), \quad (2.47)$$

Înlocuind expresia de mai sus în relația (2.46), rezultă:

$$\left\langle \Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} \right\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \Gamma(x - f_1(\bar{y}_k)) \cdot$$

$$\Gamma\left(x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - x\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \cdot$$

$$\Gamma(x - f_1(\bar{y}_k)) \Gamma\left(x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - x\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx -$$

$$- \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \Gamma(x - f_2(\bar{y}_k)) \Gamma\left(x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - x\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx +$$

$$+ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \Gamma(x - f_2(\bar{y}_k)) \Gamma\left(x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} - x\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx. \quad (2.48)$$

Dacă se analizează domeniile de integrare ale integralelor de mai sus, rezultă că integrantul este diferit de zero numai în intervalul:

$$\Delta = [f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k)] \cap \left[x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}, x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} \right]. \quad (2.49)$$

Prin urmare, valoarea convoluției dată de relația (2.48) devine:

$$\left\langle \Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right), \frac{\psi(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} \right\rangle = \int_{\Delta} \frac{\psi_0(x, \bar{y}_k)}{r_k} \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t} dx. \quad (2.50)$$

Înainte de evaluarea presiunii acustice în punctul A, se vor face câteva observații pe marginea rezultatelor obținute; ele vor fi valabile numai pentru o bandă de lățime Δy_k din transductor, avînd marginile paralele cu axa Ox.

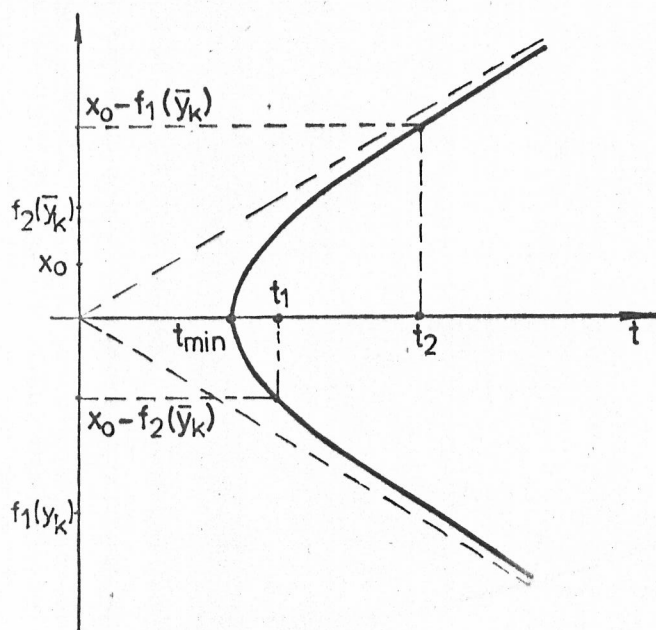


Fig. 2.3.

Astfel, în relația (2.45), radicalul ce apare în cadrul funcțiilor Γ poate fi reprezentat grafic ca în figura 2.3, curba reprezentînd o hiperbolă tangentă la bisectoarele din cadranele I și IV; în grafic s-au marcat valorile corespunzătoare pentru limitele benzii $f_1(\bar{y}_k)$ și $f_2(\bar{y}_k)$, iar punctul cel mai apropiat de origine corespunde pentru:

$$t_{\min} = \frac{\sqrt{(\bar{y}_k - y_0)^2 + z_0^2}}{c} \quad (2.51)$$

Punctul x_0 , corespunzător proiecției punctului A pe axa Ox poate fi în interiorul sau în exteriorul intervalului $(f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$.

Pentru început se consideră punctul x_0 în interiorul intervalului $(f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$; în vederea simplificării interpretărilor se va considera că factorii de multiplicare ai diferențelor funcțiilor treaptă sînt egali cu 1. Se observă că:

- funcția treaptă $\Gamma(x_0 - f_2(\bar{y}_k) - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2})$ este nulă pentru orice t , deoarece $x_0 - f_1(\bar{y}_k) < 0$;
- funcția treaptă $\Gamma(x_0 - f_1(\bar{y}_k) - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2})$ este egală cu 1 între t_{\min} și t_2 ;
- funcția treaptă $\Gamma(x_0 - f_2(\bar{y}_k) + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2})$ este egală cu 1 pentru $t > t_1$;
- funcția treaptă $\Gamma(x_0 - f_1(\bar{y}_k) + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2})$ este egală cu 1 pentru $t > t_{\min}$.

Insumînd valorile de mai sus se obține graficul din figura 2.4, frontul undei corespunde la t_{\min} (direcția de propagare spre

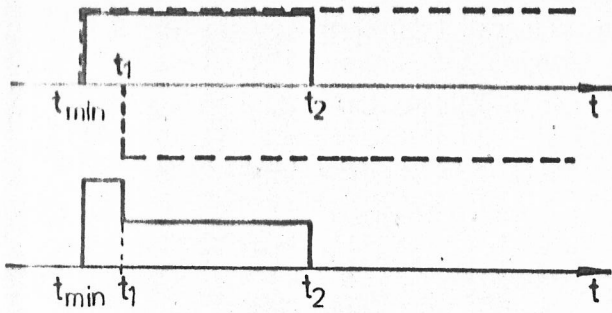


Fig. 2.4.

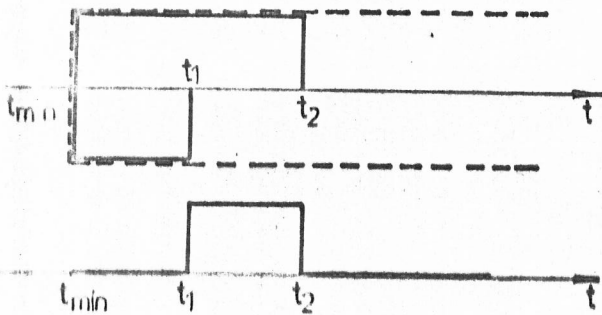


Fig. 2.5.

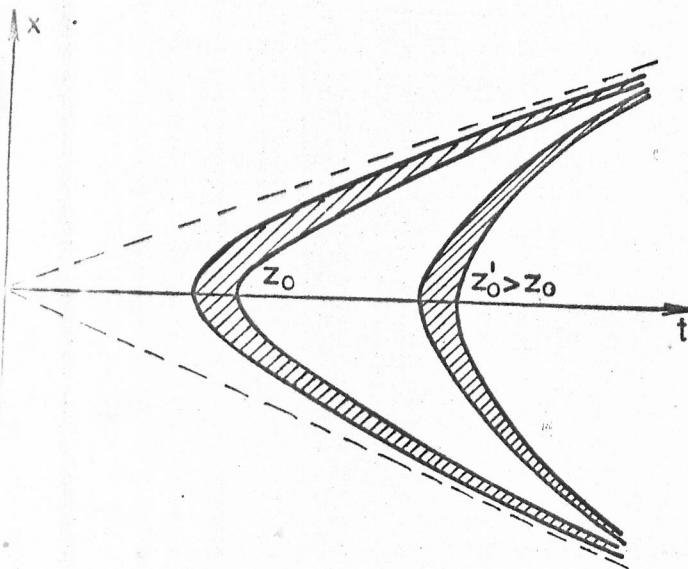


Fig. 2.6.

... punctele din exteriorul intervalului. De asemenea, se constată
 că durata răspunsului tranzitoriu se va obține prin însumarea răs-
 punsului tranzitoriu cauzat de fiecare bandă, conform relației
 (2.34).

Dacă se face raportul

$$\frac{t_{\min}(y_n)}{t_{\min}(y_1)} = \frac{\sqrt{(y_n - y_0)^2 + z_0^2}}{\sqrt{(y_1 - y_0)^2 + z_0^2}}, \quad (2.52)$$

- t) și are un salt cores-
 punzător marginii celei mai
 apropiate de x_0 . Acest impuls
 se anulează la timpul t_2 co-
 respunzător celei de-a doua
 marginii a benzii considerate
 din transductor. Procedînd
 asemănător pentru cazul în
 care x_0 se găsește în exte-
 riorul intervalului ($f_1(\bar{y}_k)$,
 $f_2(\bar{y}_k)$) se obține curba din
 figura 2.5; de această dată
 impulsul obținut este întîr-
 ziat în raport cu t_{\min} , are o
 durată mai mare decît în ca-
 zul precedent, însă nu conți-
 ne nici o supracreștere.

Curba reprezentată în
 fig. 2.3, corespunde unei anu-
 mite benzi y_k ; dacă se repre-
 zintă întreaga familie de
 curbe y_k , pentru un z_0 se ob-
 ține un domeniu ca în figura
 2.6. Pentru un alt $z'_0 > z_0$ va
 corespunde un alt domeniu.
 Din fig. 2.6 se observă că o
 dată cu creșterea lui z_0 are
 loc reducerea duratei supra-
 saltului pentru punctele ale
 căror coordonată x_0 , aparține
 intervalului ($f_1(\bar{y}_k)$, $f_2(\bar{y}_k)$)
 și reducerea întîrzierii pen-

se constată că acest raport tinde către 1 dacă $z_0 \rightarrow \infty$, rezultând că o dată cu creșterea lui z_0 , t_{\min} devine același, independent de banda din transductorul considerat.

Regimul tranzitoriu discutat mai sus corespunde numai momentului conectării, $\varphi_0(0)$, durata lui depinzând numai de geometria transductorului. Semnalele fizic realizabile nu pot crește prin salt și deci regimul tranzitoriu descris mai sus, nu există fizic; totuși el poate fi aplicat în cazul unor impulsuri cu frontul foarte abrupt.

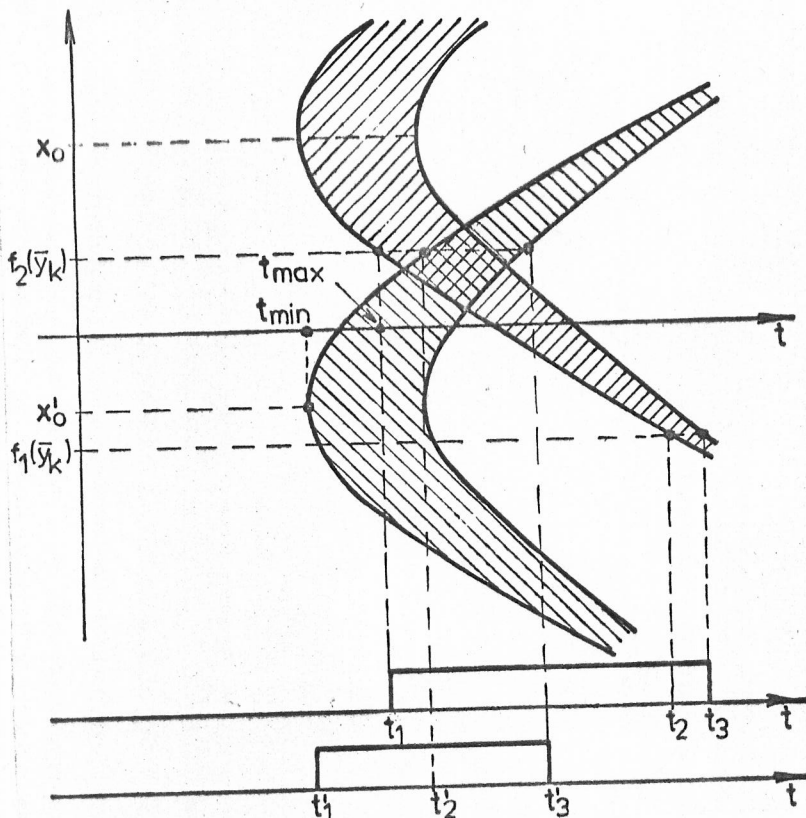


Fig.2.7.

toriu durează între intersecția primei curbe $x_0 \pm \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}$ și $f_2(\bar{y}_k)$ și respectiv, ultima curbă $x_0 \pm \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}$ și $f_1(\bar{y}_k)$; pentru $x'_0 \in (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, regimul tranzitoriu durează între t_{\min} și ultimul punct de intersecție al familiei de caracteristici cu $f_1(\bar{y}_k)$ sau $f_2(\bar{y}_k)$.

În ceea ce privește stabilirea valorii timpului minim în care unda acustică ajunge în punctul A, vor fi considerate cele două cazuri:

- $x'_0 \in (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, când evident t_{\min} se obține pentru $y_k = y_0$;

$$t_{\min} = \frac{z_0}{c};$$

$$(2.53)$$

O altă componentă a regimului tranzitoriu rezultă din relația (2.50). Și în acest caz regimul tranzitoriu va fi caracterizat de poziția lui x_0 în raport cu intervalul $(f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$; în figura 2.7 s-au considerat două cazuri $x_0 \notin (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$ și $x'_0 \in (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, precum și familiile de curbe corespunzătoare:

$$x_0 \pm \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}.$$

Pentru $x_0 \notin (f_1(\bar{y}_k),$

$f_2(\bar{y}_k))$ regimul tranzi-

- $x_0 \notin (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$ - caz în care timpul de propagare a undelor de la transductor în punctul A este:

$$t(y) = \frac{1}{c} \sqrt{(f(y)-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2}, \quad (2.54)$$

unde $f(y)$ este marginea transductorului cea mai apropiată $f_1(y)$ sau $f_2(y)$.

Extremele funcției de mai sus în funcție de y se vor obține pentru rădăcinile derivatei funcției $t(y)$, adică, $t'(y)=0$; efectuând calculele, rezultă:

$$f'(y) [f(y)-x_0] + (y-y_0) = 0. \quad (2.55)$$

Soluția corespunzătoare uneia dintre cele două funcții de contur va reprezenta valoarea lui t_{\min} , în timp ce soluția pentru cealaltă funcție de contur reprezintă t_{\max} .

Din fig.2.7 se constată că regimul tranzitoriu durează mai mult pentru punctele situate în afara zonei transductorului, în comparație cu cele situate în interiorul zonei transductorului și se micșorează o dată cu creșterea lui z_0 .

Pentru determinarea presiunii acustice în regim tranzitoriu în punctul A din câmpul acustic, se va nota:

$$l(y) = \sqrt{t^2 c^2 - (y-y_0)^2 - z_0^2}. \quad (2.56)$$

Deoarece pentru $x_1 > x_2$ se poate scrie:

$$G(x-x_1) - G(x-x_2) = G[-x^2 + x(x_1+x_2) - x_1 x_2], \quad x_1 > x_2$$

rezultă:

$$\begin{aligned} p(x_0, y_0, z_0, t) = & \frac{\rho_0 c}{2\pi} \int_{b_1}^{b_2} \frac{\varphi_0(0) \psi_0(x_0 - l(y), y)}{l(y)} G[-x_0^2 - l^2 + (x_0 - l)(f_1 + f_2) + \\ & x_0 l - f_1 f_2] dy + \frac{\rho_0 c}{2\pi} \int_{b_1}^{b_2} \frac{\varphi_0(0) \psi_0(x_0 + l(y), y)}{l(y)} G[-x_0^2 - l^2 + (x_0 + l)(f_1 + f_2) - \\ & x_0 l - f_1 f_2] dy + \frac{\rho_0}{2\pi} \int_{b_1}^{b_2} \int_{\Delta} \frac{\psi_0(x, y)}{r} \frac{\partial \varphi_0(t - \frac{r}{c})}{\partial t} dx dy. \quad (2.57) \end{aligned}$$

După terminarea regimului tranzitoriu presiunea acustică

vine:

$$p(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{\rho_0}{2\pi} \int_{b_1}^{b_2} \int_{f_1(y)}^{f_2(y)} \frac{\psi_0(x, y)}{r} \frac{\partial \varphi_0(t - \frac{r}{c})}{\partial t} dx dy. \quad (2.58)$$

Durata regimului tranzitoriu este:

- pentru puncte situate în interiorul cilindrului generat de normala la conturul suprafeței transductorului, cuprinsă între:

$$t_{\min} = \frac{z_0}{c} , \quad (2.59)$$

$$t_{\max} = \frac{r_{\max}}{c} ;$$

- pentru puncte situate în exteriorul cilindrului generat de normala la conturul suprafeței transductorului, cuprinsă între:

$$t_{\min} = \frac{r_{\min}}{c} , \quad (2.60)$$

$$t_{\max} = \frac{r_{\max}}{c} ,$$

unde r_{\min} și r_{\max} reprezintă lungimea minimă și respectiv maximă a razei vectoriale cuprinsă între punctul considerat și marginea transductorului.

În concluzie, în cadrul acestui paragraf, pe baza unei metode originale dezvoltate de autor, bazată pe teoria distribuțiilor, s-a demonstrat că:

- regimul tranzitoriu într-un punct oarecare al câmpului acustic generat de către un transductor, are două componente, una ce depinde numai de geometria suprafeței de radiație și valoarea excitației la $t=0$, cealaltă componentă depinzând atât de geometria transductorului, cât și de variația în timp a semnalului de excitație;

- dependența de timp a regimului tranzitoriu este diferită pentru punctele conținute în interiorul cilindrului generat de normala la suprafața transductorului pe conturul acestuia și punctele situate în exteriorul acestui cilindru;

- durata regimului tranzitoriu pentru punctele situate în exteriorul cilindrului definit mai sus, este mai mare în comparație cu durata regimului tranzitoriu pentru punctele interioare cilindrului.

Concluziile obținute mai sus, pentru cazul general, sînt în deplină concordanță cu rezultatele teoretice obținute pentru cazuri particulare în /5, 49-52, 132, 173/ sau experimentale obținute în /62, 188/.

2.4. Studiul cîmpului acustic în regim de impulsuri

O problemă strîns legată de regimul tranzitoriu al cîmpului acustic este studiul cîmpului acustic generat de transductoare ce lucrează în regim de impulsuri. În acest caz, pentru un impuls dreptunghiular modulat cu $\varphi_0(t)$, relația (2.28) devine:

$$\varphi(t) = \varphi_0(t)(\Gamma(t) - \Gamma(t-t_0)). \quad (2.61)$$

Procedînd ca mai sus, expresia (2.36) poate fi scrisă:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \left(\Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) - \Gamma\left(t - t_0 - \frac{r_k}{c}\right) \right) \right] = \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \left(\delta\left(t - \frac{r_k}{c}\right) - \delta\left(t - t_0 - \frac{r_k}{c}\right) \right) + \left(\Gamma\left(t - \frac{r_k}{c}\right) - \Gamma\left(t - t_0 - \frac{r_k}{c}\right) \right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right)}{\partial t}. \quad (2.62)$$

Din relația de mai sus rezultă separarea regimului tranzitoriu de conectare și respectiv de deconectare a emisiei acustice a transductorului; dacă durata impulsului este suficient de scurtă, cele două regimuri tranzitorii nu mai pot fi separate în timp, ele suprapunîndu-se.

Procedînd în mod analog cazului tratat în paragraful precedent, se vor considera separat regimul tranzitoriu generat de forma geometrică a transductorului și regimul tranzitoriu propriu-zis. Astfel, pentru un punct A din cîmpul acustic, a cărui proiecție pe axa Ox este x_0 ce aparține intervalului $(f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, pentru termenul $\delta(t - t_0 - r_k/c)$ din expresia (2.62), curba din figura 2.3 se va decala cu timpul t_0 ; presupunînd $t_0 < t_1$, în condițiile simplificatoare făcute la reprezentarea din fig. 2.4, această curbă va apărea ca în figura 2.8.a) și respectiv 2.8.b), dacă $t_1 < t_0 < t_2$.

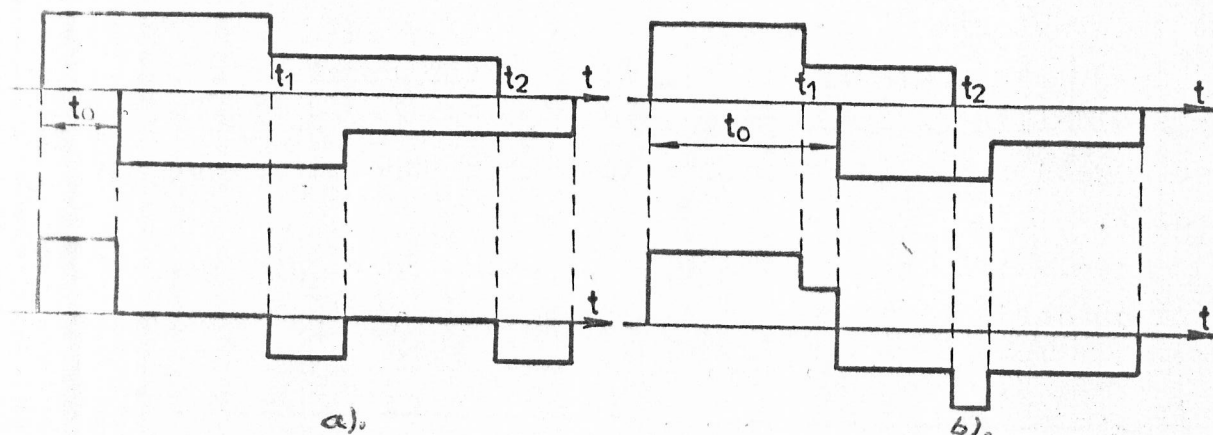


Fig. 2.8.

În cazul în care x_0 este exterior domeniului $(f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, curba din fig. 2.5 se va transforma ca în figura 2.9.

Curbele desenate în figurile 2.8 și 2.9 corespund unei singure benzi din transductor; dacă se va lua în considerare întregul transductor, forma de undă finală se va obține prin însumarea contribuțiilor corespunzătoare fiecărei benzi.

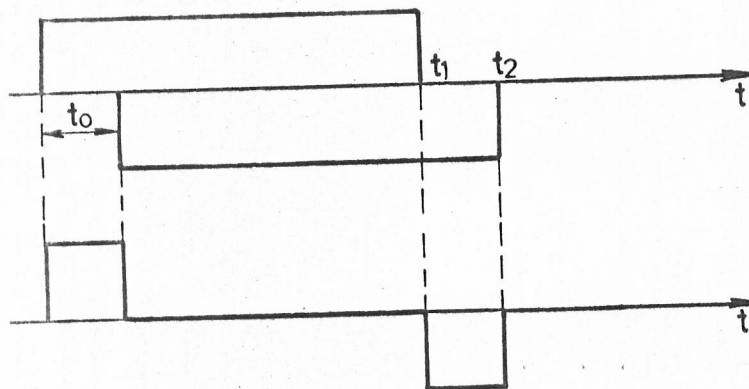


Fig.2.9.

Pentru curbele desenate în fig.2.8, primul impuls corespunde interiorului transductorului, în timp ce impulsurile următoare, ce pot avea forme complicate ce depind și de durata întârzierii t_0 în raport cu t_1 și t_2 , corespund marginilor transductorului, de unde și denumirea de unde de margine /5, 62,

132, 161, 173, 188/. Dacă punctul A este exterior cilindrului generat de normala pe conturul suprafeței transductorului la suprafața acestuia, apar numai două impulsuri ce reprezintă unde de margine; în ambele cazuri, dacă $t_0 > t_2$, regimurile de conectare și de deconectare se prezintă distinct.

În ceea ce privește cel de-al doilea termen al relației (2.62), vor trebui să fie determinate intervalele pentru care distribuția este nenulă; considerînd expresia (2.49) și ținînd seama de (2.62), domeniul în care distribuția este nenulă va fi:

$$\Delta' = (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k)) \cap (x_0 - \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}, x_0 + \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}) / (x_0 - \sqrt{(t-t_0)^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}, x_0 + \sqrt{(t-t_0)^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}). \quad (2.63)$$

Ca și în cazurile precedente, va trebui să se țină seama dacă punctul în care se calculează presiunea acustică se află în interiorul sau exteriorul cilindrului generat de normala la conturul suprafeței active a transductorului, adică dacă x_0 aparține sau nu intervalului $(f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$; în figura 2.10.a) sînt reprezentate cîteva cazuri pentru $x_0 \in (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$ și respectiv în figura 2.10.b), pentru $x_0 \notin (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, unde s-au folosit următoarele notații:

$$\begin{aligned} x_0^{\pm} &= x_0 \pm \sqrt{t^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2} \\ x_{t_0}^{\pm} &= x_0 \pm \sqrt{(t-t_0)^2 c^2 - (\bar{y}_k - y_0)^2 - z_0^2}. \end{aligned} \quad (2.64)$$

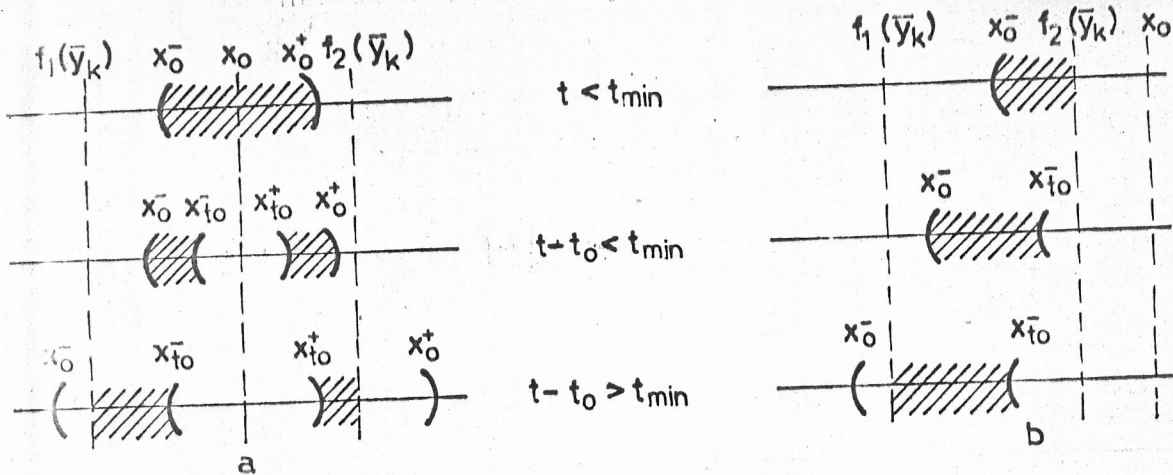


Fig.2.10.

Zonele hașurate din figura 2.10 reprezintă domeniul Δ' în care se face integrarea în relația (2.50). Din figură se constată că în cazul în care $x_0 \in (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$ este posibil ca în punctul A, presiunea acustică să provină de la două zone distincte la benzii y_k , în timp ce pentru cazul $x_0 \in (f_1(\bar{y}_k), f_2(\bar{y}_k))$, există întotdeauna o singură zonă ce produce presiune acustică în punctul A. De asemenea, ținând seama de relația (2.50) și fig.2.10, în cazul în care $\varphi(t)$ are o variație sinusoidală și t_0 este multiplu al perioadei semnalului, este posibil ca presiunea acustică într-un punct, pentru anumite intervale de timp să devină nulă, datorită recombinației undelor provenind de la zone distincte.

Pentru regimul în impuls, presiunea acustică p_1 în punctul A se poate calcula cu expresia:

$$p_1(x_0, y_0, z_0, t) = p(x_0, y_0, z_0, t) - p(x_0, y_0, z_0, t - t_0), \quad (2.65)$$

unde p este dat de relația (2.57).

Dacă durata impulsului este mai mică decât durata regimului tranzitoriu, regimul tranzitoriu de conectare se va suprapune cu regimul tranzitoriu de deconectare, iar durata lui totală, va fi:

$$t_{rt} = t_{max} + t_0 - t_{min}, \quad (2.66)$$

unde t_{max} și t_{min} sînt date prin relațiile (2.59) sau (2.60).

2.5. Cîmpul acustic produs de un transductor circular plan în regim tranzitoriu

Pentru determinarea presiunii acustice într-un punct A al cîmpului acustic produs de un transductor circular plan în regim tranzitoriu se va proceda în mod similar cu metoda prezentată anterior, însă folosind un sistem de coordonate cilindrice.

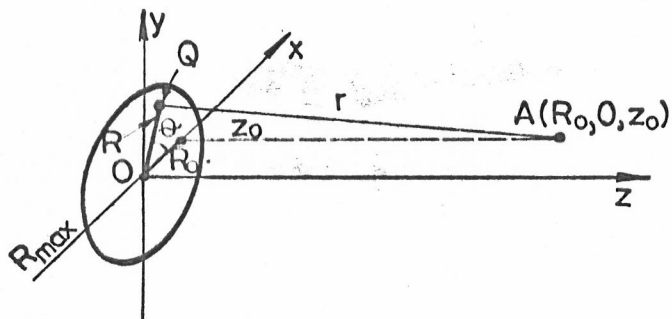


Fig.2.11.

Suprafața activă a transductorului de rază R_{max} , atunci raza vectorie va fi (fig.2.11):

$$r = \sqrt{R^2 + R_0^2 + z_0^2 - 2RR_0 \cos \theta}. \quad (2.67)$$

Presiunea acustică în punctul A se determină cu relația (2.23) în care elementul de arie va fi:

$$ds_1 = R dR d\theta. \quad (2.68)$$

Pe baza relațiilor (2.27), (2.28) și (2.68), rezultă:

$$p(R_0, 0, z_0) = \frac{\rho_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_{max}} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\psi(R, \theta)}{r} \right) \mathcal{U}\left(t - \frac{r}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r}{c}\right) R dR d\theta. \quad (2.69)$$

Dacă se consideră o diviziune suficient de densă pentru θ și aplicînd teorema mediei [149], relația de mai sus devine:

$$p(R_0, 0, z_0) = \frac{\rho_0}{2\pi} \sum_{k=1}^n \Delta\theta_k \int_0^{R_{max}} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\psi(R, \bar{\theta}_k)}{r_k} \mathcal{U}\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \varphi_0\left(t - \frac{r_k}{c}\right) \right] R dR. \quad (2.70)$$

Procedînd analog ca în paragraful 2.3, se obține:

$$p(R_0, 0, z_0) = \frac{\rho_0 c \varphi_0(0)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi\left(R_0 \cos \theta + \sqrt{t^2 c^2 - z_0^2 - R_0^2 \sin^2 \theta}, \theta\right) \cdot$$

$$\cdot \left(\frac{R_0 \cos \theta}{\sqrt{t^2 c^2 - z_0^2 - R_0^2 \sin^2 \theta}} + 1 \right) d\theta + \frac{\rho_0 c \varphi_0(0)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi\left(R_0 \cos \theta -$$

$$-\sqrt{t^2 c^2 - z_0^2 - R_0^2 \sin^2 \Theta}, \Theta) \left(\frac{R_0 \cos \Theta}{\sqrt{t^2 c^2 - z_0^2 - R_0^2 \sin^2 \Theta}} - 1 \right) d\Theta + \frac{\rho_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_{\max}} \frac{\Psi(R, \Theta)}{r} R dR d\Theta.$$

$$\cdot \Gamma\left(t - \frac{r}{c}\right) \frac{\partial \varphi_0\left(t - \frac{r}{c}\right)}{\partial t} R dR d\Theta. \quad (2.71)$$

Durata regimului tranzitoriu pentru un punct A cuprins în interiorul cilindriului generat de normala la conturul transductorului este cuprinsă între:

$$\begin{cases} t_{\min} = \frac{z_0}{c} \\ t_{\max} = \frac{\sqrt{z_0^2 + (R_{\max} + R_0)^2}}{c} \end{cases} \quad (2.72)$$

iar pentru un punct situat în afara cilindriului, este cuprinsă între:

$$t_{\min} = \frac{\sqrt{z_0^2 + (R_0 - R_{\max})^2}}{c}$$

$$t_{\max} = \frac{\sqrt{z_0^2 + (R_0 + R_{\max})^2}}{c}. \quad (2.73)$$

Dacă se consideră că transductorul vibrează, ca un piston, cazul cel mai des presupus în practică și care se verifică experimental /28, 56, 62, 130, 161, 188/ distribuția vitezei normale este uniformă pe întreaga suprafață de emisie a transductorului și deci:

$$\Psi(R, \Theta) = \Gamma(RR_{\max} - R^2). \quad (2.74)$$

Dacă se notează:

$$l = \sqrt{t^2 c^2 - z_0^2 - R_0^2 \sin^2 \Theta}, \quad (2.75)$$

expresia (2.71) devine:

$$p(R_0, 0, z_0) = \frac{\rho_0 c \varphi_0(0)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{R_0 \cos \Theta}{l} + 1 \right) \Gamma \left[-t^2 c^2 + (R_{\max} - 2R_0 \cos \Theta) - \right.$$

$$\left. - R_0^2 \cos 2\Theta + R_{\max} R_0 \cos \Theta + z_0^2 \right] d\Theta + \frac{\rho_0 c \varphi_0(0)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{R_0 \cos \Theta}{l} - 1 \right) \Gamma \left[-t^2 c^2 + (R_{\max} + 2R_0 \cos \Theta) - \right.$$

$$\left. - R_0^2 \cos 2\Theta + R_{\max} R_0 \cos \Theta + z_0^2 \right] d\Theta.$$

$$\cdot \int \left[-t^2 c^2 - (R_{\max} - 2R_0 \cos \Theta) t - R_0^2 \cos 2\Theta + R_{\max} R_0 \cos \Theta + z_0^2 \right] d\Theta +$$

$$+ \frac{\rho_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_{\max}} \frac{R}{r} \frac{\partial \varphi_0(t - \frac{r}{c})}{\partial t} \Gamma(t - \frac{r}{c}) \Gamma(RR_{\max} - R^2) dR d\Theta. \quad (2.76)$$

Primele două integrale se pot exprima în funcție de arcsin /163/, iar pentru calcularea ultimei integrale sînt descrise metode de rezolvare în /161, 167/.

Determinarea presiunii acustice produsă de un transductor plan circular în regim de impuls se poate face folosind rezultatele de mai sus și metoda descrisă în paragraful 2.4.

În concluzie, regimul tranzitoriu al cîmpului acustic depinde de poziția punctului de observare și de forma semnalului de excitație.

Pentru reducerea regimului tranzitoriu geometric, din relațiile (2.72) și (2.73) rezultă că $z_0 \gg R_{\max} + R_0$, adică punctul de observare să fie situat la distanță suficient de mare în comparație cu dimensiunile transductorului, astfel încît $t_{\min} \approx t_{\max}$. Deși impropriu, în aceste condiții se poate defini cîmpul îndepărtat, începînd cu distanța z'_0 pentru care

$$t_{\max} = t_{\min} + \delta, \quad (2.78)$$

unde δ reprezintă o eroare impusă a priori; se observă că și în acest caz z'_0 este funcție de dimensiunile transductorului.

De asemenea, pentru reducerea regimului tranzitoriu în cazul folosirii unui reflector este convenabil ca acesta să se găsească în interiorul cilindrului generat de normala la suprafața transductorului pe conturul acestuia și să aibe dimensiuni cît mai mici.

Trebuie menționat că regimul tranzitoriu discutat mai sus a fost generat în primul rînd de structura cîmpului acustic; deoarece în practică excitarea transductorului se face cu un semnal electric, rezultă că suplimentar va apare și un regim tranzitoriu datorat transductorului care realizează conversia și care se manifestă prin variația în timp a funcției φ_0 .

CAPITOLUL 3

SCHEMA ELECTRICA ECHIVALENTA A TRANSDUCTOARELOR DE ULTRASUNETE IN REGIM TRANZITORIU

3.1. Generalități

Studiul fenomenelor de producere și recepționare ale câmpului acustic de către transductoarele de ultrasunete se bazează pe ecuația de propagare a undelor acustice și relațiile ce descriu interacțiunea dintre câmpurile electromagnetice și acustice. Deoarece între fenomenele acustice și cele electrice pot fi stabilite o serie de analogii /137, 168/, ținând seama de avantajele oferite de metodele de rezolvare a problemelor din electrotehnică, au fost dezvoltate și în acustică metode similare; astfel, folosirea unei scheme electrice echivalente pentru transductoare crează noi posibilități în ceea ce privește analiza și sinteza sistemelor acustice, proiectarea optimală a acestora, determinarea performanțelor.

Primele circuite echivalente pentru transductoarele de ultrasunete, valabile în jurul frecvenței de rezonanță apar la începutul deceniului al patrulea /195/; în 1948, Mason /180/ propune o nouă schemă pentru transductoarele de ultrasunete ce au un singur mod de vibrație, cunoscut sub denumirea de "modelul unidimensional al lui Mason", (fig.3.1.a).

Schemele electrice echivalente ale transductoarelor de ultrasunete introduse de Mason, deși sînt valabile într-o gamă largă de frecvență, pot fi aplicate numai în regim armonic, deoarece nu țin seama de fenomenele de propagare ce apar în regim tranzitoriu.

Extinderea aplicațiilor ultrasunetelor în regim de impuls au impus introducerea unor noi scheme echivalente, care să reflecte mai exact comportarea transductoarelor de ultrasunete în regim tranzitoriu. Astfel în /141/, Redwood prezintă o schemă electrică echivalentă unui transductor de ultrasunete, asemănătoare modelului unidimensional al lui Mason, în care introduce o linie lungă, (fig.3.1.b). O schemă asemănătoare este prezentată în /45/, (fig.

3.1.c), însă relațiile pe baza cărora este dedusă, sînt greșite. În /101/ este prezentată o altă schemă, diferită principial de celelalte scheme (fig.3.1,d); schema nu este valabilă în regim tranzitoriu, deoarece introduce o întârziere suplimentară între poarta electrică și porțile mecanice. În fig.3.1 sînt prezentate schemele electrice echivalente unui transductor format dintr-o placă piezoelectrică vibrînd în grosime, polarizată electric după direcția de vibrație; semnificațiile parametrilor vor fi date ulterior.

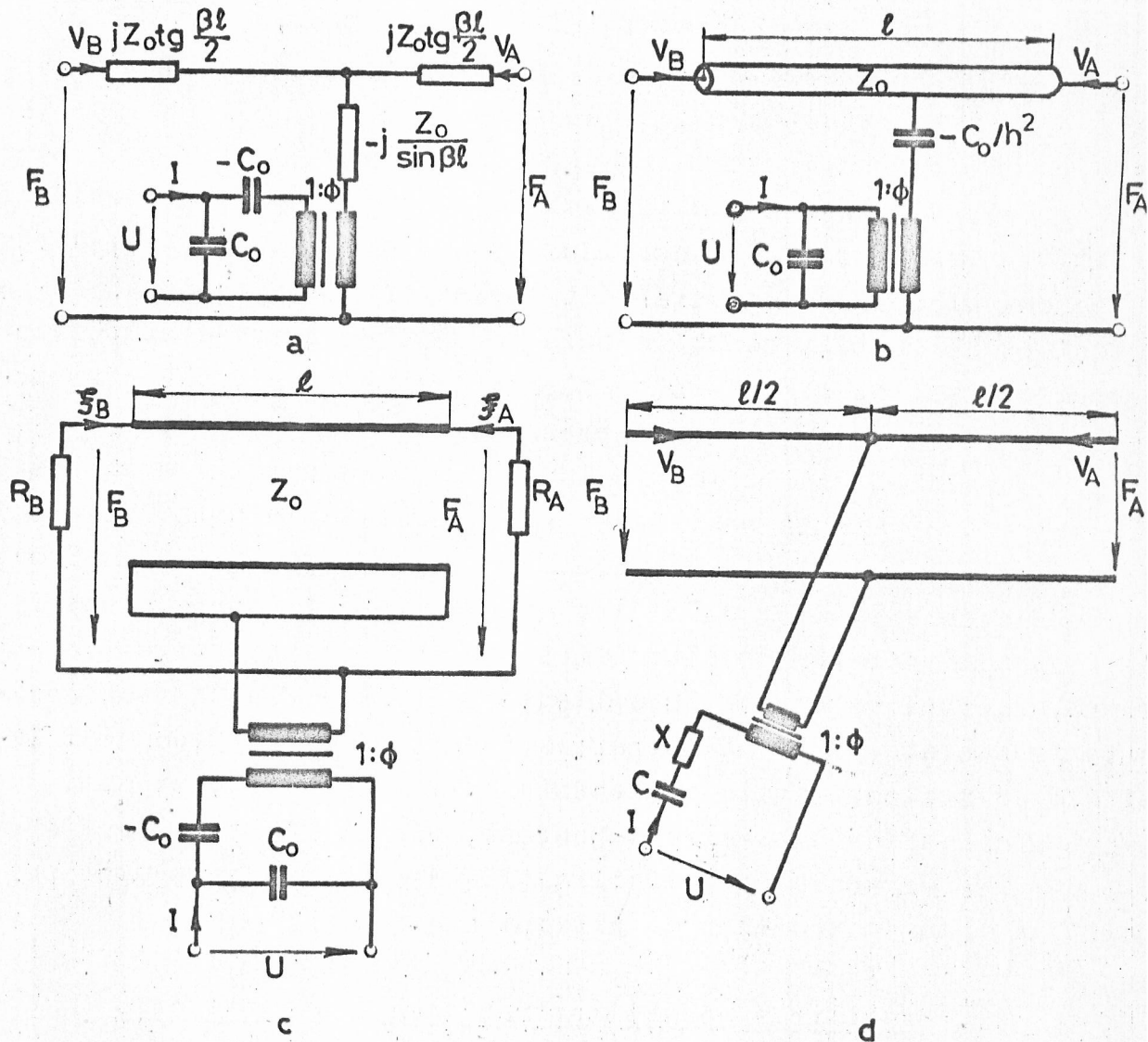


Fig.3.1.

Toate modelele prezentate mai sus se bazează pe legea lui Hooke și neglijează pierderile electrice și mecanice; în /78/ se sugerează că în cazul considerării pierderilor de natură mecanică și electrică, în relațiile de definiție ale impedanțelor din modelul unidimensional al lui Mason, în locul funcțiilor trigonometrice obișnuite, vor apărea funcții trigonometrice hiperbolice.

Pornind de la modelele prezentate mai sus, au fost dezvoltat

tate o serie de alte scheme echivalente, valabile în jurul frecvenței de rezonanță mecanică, în primul rând în regim de undă continuă; dintre acestea merită a fi amintite cele prezentate în /127, 128/, bazate pe aproximarea unei linii lungi cu circuite rezonante serie, în paralel.

Obținerea unor scheme electrice echivalente pentru transductoarele de ultrasunete, medii de propagare și frontiere este posibilă și prin aplicarea metodei funcțiilor Green /66/, metodei elementelor finite /31, 73/, metodei diferențelor finite /102/ sau identificare, pe baza teoremei lui Thevenin /101, 140, 155/.

Stabilirea schemei electrice echivalente unui transductor de ultrasunete este o problemă de sinteză a unui circuit multiport, a cărui funcționare este descrisă printr-o serie de relații matematice, alegerea formalismului de descriere având un rol deosebit, în primul rând din considerente de natură practică; deoarece schema electrică echivalentă transductorului trebuie să fie și suficient de simplă, ea se va baza pe anumite ipoteze simplificatoare, ipoteze ce trebuie să reflecte comportarea reală a transductorului, în limitele unor aproximații.

În cadrul acestui capitol autorul va determina o schemă electrică echivalentă unei plăci piezoelectrice vibrând în grosime, ce produce oscilații longitudinale, care aproximează mai bine decât schemele întîlnite în literatura de specialitate, comportarea transductoarelor de ultrasunete în regim tranzitoriu; de asemenea, autorul va scoate în evidență proprietățile de reciprocitate prezentate de transductoarele de ultrasunete, precum și limitele de aplicabilitate ale acestora. În încheiere, pe baza schemei electrice echivalente propuse, vor fi făcute câteva observații referitoare la posibilitățile de modificare a unor parametri ai transductoarelor de ultrasunete.

3.2. Stabilirea ecuațiilor fundamentale ce descriu funcționarea transductorului.

În continuare se va considera un transductor piezoelectric avînd forma unei plăci cu fețele plane și paralele, polarizat în grosime, ce vibrează ca un piston rigid /56, 78, 130, 161/. Fie d grosimea plăcii, iar celelalte dimensiuni mult mai mari, astfel încît deplasările laterale să poată fi neglijate. Cele două fețe sînt complet acoperite cu electrozi de masă neglijabilă, între

care se aplică tensiunea $u(t)$; asupra celor două fețe acționează forțele exterioare $f_1(t)$ și $f_2(t)$, rezultînd curentul $i(t)$ prin transductor și vitezele de deplasare ale fețelor $v_1(t)$ și respectiv $v_2(t)$ (fig.3.2).

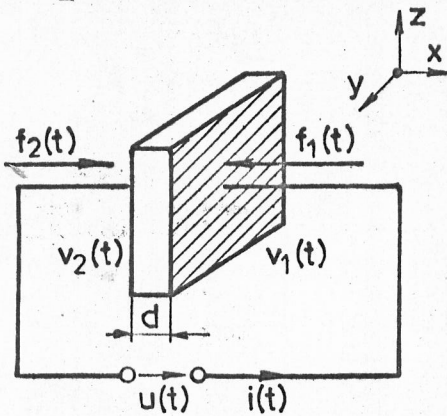


Fig.3.2.

Caracteristic pentru materialele piezoelectrice este interacțiunea dintre cîmpul electric și mărimile mecanice; deoarece aceste materiale sînt anizotrope, relațiile matematice ce descriu funcționarea acestora au la bază calculul tensorial. În practică se preferă utilizarea unor relații matriciale în locul relațiilor tensoriale /66, 78/.

Prin urmare, transductorul de ultrasunete poate fi privit ca un sistem multiport hibrid /168/, constituit din mai multe sisteme parțiale interconectate; fiecare sistem parțial poate fi caracterizat prin mărimi fizice de stare asociate, de aceeași natură (electrice sau mecanice).

Sistemele hibride pot fi caracterizate în cadrul unor descrieri interne sau externe. În acest capitol transductoarele de ultrasunete vor fi considerate ca sisteme multiport hibride ce admit o descriere lagrangeană de tip energetic, în cadrul unor analogii de genul I în impedanțe mecanice /168/.

Efectul piezoelectric se întîlnește la două categorii de materiale /69, 78, 109, 112/:

a) materiale piezoelectrice propriu-zise, caracterizate prin aceea că la aplicarea unui cîmp electric E , ele suferă o deformare mecanică S , de același sens:

$$S = k_1 E; \tag{3.1}$$

b) materiale seignettoelectrice (ceramici piezoelectrice), caracterizate prin aceea că deformarea are loc în aceeași direcție, independent de sensul cîmpului:

$$S = k_2 E^2. \tag{3.2}$$

Pentru ca și la materialele seignettoelectrice deformarea să fie proporțională cu cîmpul electric aplicat, se face polarizarea acestora cu un cîmp de polarizare internă E_0 , peste care se suprapune cîmpul util, în acest caz relația (3.2) devine

$$S = k(E_0 + E)^2 = kE_0^2 + 2kE_0 E + kE^2. \tag{3.3}$$

În relația de mai sus, primul termen corespunde unei deformații statice, cel de-al doilea, deformației utile, ce depinde liniar de excitație; ultimul termen depinde de pătratul excitației și este cu atât mai mic, cu cât $F_0 \gg F$.

În funcție de direcțiile de polarizare și deformare, precum și de natura undelor generate de către transductoarele de ultrasunete se disting mai multe moduri de vibrație /112/; în continuare se va considera că direcțiile câmpului de prepolarizare, câmpului de excitație și deformației sînt aceleași, orientate după direcția x (fig.3.2), rezultînd modul de vibrație în grosime cu unde longitudinale, efectul altor moduri fiind neglijabil.

În cadrul unei descrieri de tip extern, transductorul va fi considerat ca un multiport hibrid avînd două porți mecanice - cele două fețe ale transductorului și o poartă electrică. Polaritățile mărimilor aplicate la porți se aleg astfel încît puterea absorbită de transductor să fie pozitivă /168/.

Poarta electrică va fi caracterizată prin vectorul $[U(s), I(s)]^t$, unde $U(s)$ și $I(s)$ reprezintă transformatele Laplace ale tensiunii și respectiv curentului aplicate la poarta electrică, iar porțile mecanice, prin vectorul $[F^t(s) v^t(s)]^t$, unde $F(s)$ și $v(s)$ reprezintă transformatele Laplace ale forțelor și respectiv vitezelor aplicate celor două porți mecanice, ele fiind matrici de tipul 2×1 ; simbolul t reprezintă transpusa matricii.

În vederea stabilirii unor aplicații practice ce să caracterizeze funcționarea transductorului se vor considera inițial tensiunea mecanică T și deformația $S = \partial f / \partial x$ pentru caracterizarea mecanică a transductorului și respectiv, câmpul electric E și inducția electrică D pentru caracterizarea electrică; în cazul general mărimile de mai sus sînt tensori, dependența dintre ei fiind /66, 69, 78/:

$$[T] = [c^D][S] - [h_1]^t [D] \quad (3.4)$$

$$[E] = -[h_2][S] + [\beta^S][D],$$

unde: $[c^D]$ - matricea coeficienților moduli elastici (Voigt) la inducție constantă;

$[h_1]$, $[h_2]$ - matricile coeficienților piezoelectrice pentru cuplaj direct și invers;

$[\beta^S]$ - matricea coeficienților corespunzători inversului permittivității electrice, la deformație constantă.

In relațiile de mai sus T, E, S și D reprezintă variații ale mărimilor respective, în jurul valorilor statice.

Modelul prezentat are la bază teoria clasică a elasticității, prima relație reprezentînd legea lui Hooke. Legea lui Hooke presupune existența unei relații de proporționalitate între tensiunea mecanică și deformație, modificările celor două mărimi avînd loc simultan. Experimental se constată că apar pierderi de energie mecanică chiar la deformații mici, pierderi ce conduc la relații de dependență neliniare între tensiunea mecanică și deformație. Pentru a caracteriza mai bine dependența celor două mărimi au fost concepute noi modele în teoria elasticității ca: modelul Maxwell și solidul vîscoelastic (Kelvin-Voigt), modele ce țin seama de existența unor forțe de frecare vîscoasă în material /137/; o aproximație mai bună este realizată prin solidul anelastic (Zener) /137/, ce presupune că între tensiunea mecanică și deformație există o relație de tipul:

$$a_1 T + a_2 \frac{\partial T}{\partial t} = b_1 S + b_2 \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (3.5)$$

unde a_i, b_j sînt coeficienți de proporționalitate ce depind de material.

Modelul Zener ia în considerare faptul că pentru majoritatea materialelor, în special materialele cristaline, există atît o relație de simultaneitate între tensiunea mecanică și deformație, cît și efecte de relaxare între cele două mărimi; în relația de mai sus se notează $\tau_1 = a_1/a_2$ - timpul de relaxare a tensiunii mecanice la deformație constantă, $\tau_2 = b_2/b_1$ - timpul de relaxare a deformației la tensiune mecanică constantă și $M_R = b_1/a_1$ - modulul elastic relaxat (de regim staționar).

Determinarea parametrilor definiți mai sus se poate face pe baza ecuației de relaxare Debye /137/, valoarea timpului de relaxare mecanic $\tau = \sqrt{\tau_1 / \tau_2}$ fiind de ordinul 10^{-11} s.

Relații similare pot fi stabilite și între mărimile electrice datorită fenomenelor de relaxare dielectrică și pierderilor din dielectrici /23, 112/ (timpii de relaxare electrică pentru materialele piezoceramice de tip PZT sînt de ordinul 10^{-8} s) sau între mărimile electrice și cele mecanice, mai puțin studiate în literatura de specialitate /112/. Pierderile mecanice, electrice și electromecanice din materialele piezoelectrice depind de o serie de factori ca: tensiunea mecanică aplicată, cîmpul electric, nivelul de amplitudine la care se lucrează, temperatura.

Considerînd că mărimile din relația (3.4) variază numai după direcția x, iar pierderile pot fi descrise prin ecuații de tipul (3.5) se obține:

$$T + k_1 \frac{\partial T}{\partial t} = c^D (S + k_2 \frac{\partial S}{\partial t}) - h_1 (D + k_3 \frac{\partial D}{\partial t}), \quad (3.6)$$

$$F + k_1' \frac{\partial F}{\partial t} = -h_2 (S + k_2' \frac{\partial S}{\partial t}) + \beta^S (D + k_3' \frac{\partial D}{\partial t}),$$

unde k_1, k_1' sînt constante de material reprezentînd timpii de relaxare.

Dacă se presupune că toate mărimile au o formă de variație sinusoidală de pulsație ω , sistemul (3.6) devine:

$$T(j\omega)(1 + j\omega k_1) = c^D (1 + j\omega k_2) S(j\omega) - h_1 (1 + j\omega k_3) D(j\omega), \quad (3.7)$$

$$F(j\omega)(1 + j\omega k_1') = -h_2 (1 + j\omega k_2') S(j\omega) + \beta^S (1 + j\omega k_3') D(j\omega),$$

$$T(j\omega) = c^D \frac{1 + j\omega k_2}{1 + j\omega k_1} S(j\omega) - h_1 \frac{1 + j\omega k_3}{1 + j\omega k_1} D(j\omega), \quad (3.8)$$

$$F(j\omega) = -h_2 \frac{1 + j\omega k_2'}{1 + j\omega k_1'} S(j\omega) + \beta^S \frac{1 + j\omega k_3'}{1 + j\omega k_1'} D(j\omega).$$

Dacă sînt îndeplinite condițiile:

$$\begin{aligned} \omega k_1 &\ll 1, \\ \omega k_1' &\ll 1, \end{aligned} \quad (3.9)$$

sistemul (3.8) poate fi scris în forma:

$$T(j\omega) = c^D [1 + j\omega(k_2 - k_1)] S(j\omega) - h_1 [1 + j\omega(k_3 - k_1)] D(j\omega), \quad (3.10)$$

$$F(j\omega) = -h_2 [1 + j\omega(k_2' - k_1')] S(j\omega) + \beta^S [1 + j\omega(k_3' - k_1')] D(j\omega).$$

Considerînd că pierderile depind direct proporțional de frecvență, rezultă:

$$T(j\omega) = \underline{c}^D S(j\omega) - \underline{h}_1 D(j\omega), \quad (3.10')$$

$$F(j\omega) = -\underline{h}_2 S(j\omega) + \underline{\beta}^S D(j\omega),$$

unde:

$$\begin{aligned} \underline{c}^D &= c^D - j\omega c^{D'}, \\ \underline{h}_1 &= h_1 - j\omega h_1', \\ \underline{h}_2 &= h_2 - j\omega h_2', \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\underline{\beta}^S = \beta^S - j\omega \beta^{S'}, \quad \underline{\beta}^S = \frac{1}{\underline{\epsilon}^S} \approx \frac{1}{\epsilon^S} + j \frac{1}{\epsilon^S'},$$

Sistemul (3.10) reprezintă o justificare a faptului că în cazul în care se ține seama de pierderi, coeficienții ce apar în sistemul (3.4) sînt mărimi complexe /66, 78/. Deoarece pentru pierderi de putere pozitive corespund unghiuri de defazaj negative, partea imaginară va fi considerată negativă /66/. Spre exemplificare în tabelul 3.1 sînt dați coeficienții piezoelectrice complecși pentru PZT 65/35 după /66/ și PXF 5 după /162/, în care $d = \left. \frac{\partial S}{\partial F} \right|_{T=ct} = \left. \frac{\partial D}{\partial T} \right|_{E=ct}$ reprezintă coeficienții piezoelectrice de cuplaj, iar $s^E = \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_{E=ct} \approx \frac{1}{c} s$.

TABELUL 3.1.

Coeficientul piezoelectric	PZT 65/35		PXF 5	
	Valoarea în unități SI	$\left \frac{Im}{Re} \right \%$	Valoarea în unități SI	$\left \frac{Im}{Re} \right \%$
$s_{11}^E = s_{11}^E + js_{11}^{E'}$	$9,2 \cdot 10^{-12} - j 5,7 \cdot 10^{-14}$	0,619	$9,2 \cdot 10^{-12} - j 5,7 \cdot 10^{-14}$	0,619
$d_{31} = d_{31} + jd_{31}'$	$-43 \cdot 10^{-12} + j 1,4 \cdot 10^{-12}$	3,25	$-100 \cdot 10^{-12} + 1,4 \cdot 10^{-12}$	1,4
$T_{33} = T_{33} + j T_{33}'$	$3900 \cdot 10^{-12} - j 130 \cdot 10^{-12}$	3,33	$3900 \cdot 10^{-12} - j 130 \cdot 10^{-12}$	3,33

După cum se arată în /162/ valorile coeficienților piezoelectrice depind de natura materialului din care este confecționat transductorul, iar pentru același material de factorul de calitate mecanic al transductorului și de factorul de cuplaj electromecanic. În mod normal, coeficienții de cuplaj piezoelectrice prezintă toleranțe de ordinul $\pm 20\%$, pentru același material /112/.

Pentru sisteme conservative în /78/ se demonstrează că:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial D} \right|_{S=ct} = \left. \frac{\partial F}{\partial S} \right|_{D=ct} \quad (3.12)$$

relație ce implică:

$$h_1 = h_2 = h \quad (3.13)$$

În literatura de specialitate, din considerente legate de simetria cristalelor se admite că în regim liniar, coeficienții de cuplaj electromecanici direcți și inverși, sînt egali /66, 112, 162/, adică:

$$\underline{h}_1 = \underline{h}_2 = \underline{h} \quad (3.14)$$

Dacă această condiție este îndeplinită pentru materialele piezoelectrice propriu-zise, pentru materialele piezoceramice, condiția este îndeplinită, în limita unor aproximații, numai în condiții de semnal mic, datorită prezenței componentei armonice a doua (v.și relația (3.3)).

Ținând seama de observațiile de mai sus, pentru regim de funcționare liniar, în condiții inițiale nule:

$$\xi = 0; \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0, \quad \text{la } t \leq 0, \quad (3.15)$$

unde ξ reprezintă deplasarea după direcția x a volumului elementar, sistemul (3.10) devine:

$$\begin{aligned} T(s) &= \underline{c}^D S(s) - \underline{h} D(s), \\ F(s) &= -\underline{h} S(s) + \underline{\beta}^S D(s). \end{aligned} \quad (3.16)$$

Dacă se consideră un volum elementar cu două fețe paralele la electrozi, pe baza legii lui Newton, se poate scrie:

$$\frac{\partial T(x)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (3.17)$$

unde ρ este densitatea transductorului.

Presupunând că în material nu există sarcină electrică liberă /45, 78, 141/, din legea fluxului electric în forma locală /122, 178/,

$$\text{div } \vec{D} = \rho_v = 0,$$

rezultă:

$$\frac{\partial D(s)}{\partial x} = 0, \quad (3.18)$$

Înlocuind prima relație din (3.16) în (3.17) și ținând seama de (3.16), se obține:

$$\underline{c}^D \frac{\partial^2 \xi(s)}{\partial x^2} - s^2 \rho \xi(s) = 0. \quad (3.19)$$

Soluția acestei ecuații diferențiale, întîlnită și la liniile lungi /25, 26, 178/, este de forma:

$$\xi(s) = B_1(s) \exp(-\gamma(s)x) + B_2(s) \exp(+\gamma(s)x), \quad (3.20)$$

unde s -a notat cu $\gamma(s)$ constanta de propagare

$$\gamma(s) = \sqrt{\frac{s^2 \rho}{\underline{c}^D}}, \quad (3.21)$$

iar $B_1(s)$, $B_2(s)$ reprezintă constante de integrare ce urmează a fi determinate pe baza condițiilor de frontieră.

3.3. Schema electrică echivalentă unui transductor piezoelectric în regim tranzitoriu

Condițiile de frontieră impuse de funcționarea transductorului sînt:

a) forțele aplicate pe cele două fețe active ale transductorului de arie A;

$$-F_1(s) = A \cdot T(s) \Big|_{x=0}, \quad (3.22.a)$$

$$-F_2(s) = A \cdot T(s) \Big|_{x=d};$$

b) vitezele celor două fețe ce vibrează ca un piston rigid:

$$+V_1(s) = s \xi(s) \Big|_{x=0}, \quad (3.22.b)$$

$$-V_2(s) = s \xi(s) \Big|_{x=d};$$

c) curentul electric absorbit de transductor de la sursă;

$$I(s) = s \cdot A \cdot D(s) + \frac{U(s)}{R_0}, \quad (3.22.c)$$

unde s-a notat cu $U(s)$ tensiunea electrică aplicată la bornele transductorului, iar cu R_0 rezistența de pierderi prin materialul transductorului.

Pornind de la relația (3.20) se deduce expresia vitezei

$$v(s) = s \xi(s) = s [B_1(s) \exp(-\gamma(s)x) + B_2(s) \exp(+\gamma(s)x)], \quad (3.23)$$

de unde rezultă:

$$+V_1(s) = s [B_1(s) + B_2(s)], \quad (3.24)$$

$$-V_2(s) = s [B_1(s) \exp(-\gamma(s)d) + B_2(s) \exp(+\gamma(s)d)].$$

Din acest sistem rezultă constantele de integrare $B_1(s)$ și $B_2(s)$:

$$B_1(s) = \frac{1}{s} \frac{V_2(s) + V_1(s) \exp(+\gamma(s)d)}{\exp(+\gamma(s)d) - \exp(-\gamma(s)d)}, \quad (3.25)$$

$$B_2(s) = \frac{1}{s} \frac{V_2(s) + V_1(s) \exp(-\gamma(s)d)}{\exp(-\gamma(s)d) - \exp(+\gamma(s)d)}.$$

Pe de altă parte, din prima ecuație din (3.16) și relația (3.22.a) se obține:

$$-F(s) = A \cdot T(s) = A \left[\underline{c}^D \frac{\partial \xi(s)}{\partial x} - \underline{h} \cdot D(s) \right] = A \underline{c}^D \cdot \gamma(s) \cdot [-B_1(s) \exp(-\gamma(s)x) + B_2(s) \exp(+\gamma(s)x)] - A \underline{h} \cdot D(s). \quad (3.26)$$

Din condițiile limită (3.22.a) rezultă:

$$-F_1(s) = A \underline{c}^D \gamma(s) [-B_1(s) + B_2(s)] - A \underline{h} D(s), \quad (3.27)$$

$$-F_2(s) = A \underline{c}^D \gamma(s) [-B_1(s) \exp(-\gamma(s)d) + B_2(s) \exp(+\gamma(s)d)] - A \underline{h} D(s).$$

Inlocuind relațiile (3.25) în (3.27) avem:

$$F_1(s) = \frac{A c^D \gamma(s)}{s} \left[\frac{v_2(s)}{\operatorname{sh} \gamma(s) d} + \frac{v_1(s)}{\operatorname{th} \gamma(s) d} \right] + A h D(s),$$

$$F_2(s) = \frac{A c^D \gamma(s)}{s} \left[\frac{v_1(s)}{\operatorname{sh} \gamma(s) d} + \frac{v_2(s)}{\operatorname{th} \gamma(s) d} \right] + A h D(s). \quad (3.28)$$

Tensiunea electrică aplicată plăcii se obține integrând cea de-a doua relație din sistemul (3.16) și ținând seama de (3.22.c):

$$U(s) = \int_0^d F(s) dx = -h \int_0^d \frac{d\tilde{\xi}(s)}{dx} dx + \beta \int_0^d D(s) dx =$$

$$= \frac{h(v_2(s) + v_1(s))}{s} + \frac{I(s) - \frac{U(s)}{R_0}}{s} \frac{d}{A} \beta s. \quad (3.29)$$

Se notează C_0 - capacitatea de "blocare" și R'_0 - rezistența de pierderi a transductorului datorită relaxării:

$$C_0 = \frac{A \epsilon}{d},$$

$$R'_0 = \frac{\beta S d}{A}, \quad (3.30)$$

Z_e - impedanța electrică de blocare:

$$Z_e(s) = \left. \frac{U(s)}{I(s)} \right|_{v_1(s)=v_2(s)=0} = \frac{R_0 \left(\frac{1}{sC_0} + R'_0 \right)}{R_0 + R'_0 + \frac{1}{sC_0}} \quad (3.31)$$

și Z_0 - impedanța mecanică a transductorului:

$$Z_0(s) = \lim_{d \rightarrow \infty} \left(\frac{F_1(s)}{v_1(s)} \right)_{D(s)=0} = \frac{A c^D \gamma(s)}{s}. \quad (3.32)$$

În acest caz relațiile (3.28) și (3.29) devin:

$$F_1(s) = \frac{Z_0(s)v_1(s)}{\operatorname{th} \gamma(s) d} + \frac{Z_0(s)v_2(s)}{\operatorname{sh} \gamma(s) d} + I'(s) \frac{h}{s},$$

$$F_2(s) = \frac{Z_0(s)v_1(s)}{\operatorname{sh} \gamma(s) d} + \frac{Z_0(s)v_2(s)}{\operatorname{th} \gamma(s) d} + I'(s) \frac{h}{s}, \quad (3.33)$$

$$U(s) = +h \frac{v_1(s)}{s} + h \frac{v_2(s)}{s} + I'(s) \left(\frac{1}{sC_0} + R'_0 \right),$$

unde s-a notat

$$I'(s) = I(s) - \frac{U(s)}{R_0}. \quad (3.34)$$

Dacă se ține seama că impedanțele mecanice conectate la cele două fețe ale transductorului sînt:

$$\begin{aligned} Z_1(s) &= \frac{F_1(s)}{V_1(s)}, \\ Z_2(s) &= \frac{F_2(s)}{V_2(s)}, \end{aligned} \quad (3.35)$$

din primele două relații din (3.33) rezultă:

$$\begin{aligned} V_1(s) &= I'(s) \frac{h}{s} \frac{Z_2(s) \operatorname{sh} \gamma(s) \cdot d - Z_0(s) \operatorname{ch} \gamma(s) \cdot d + Z_0(s)}{(Z_1(s)Z_2(s) + Z_0^2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0(s)(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{ch} \gamma(s) d}, \\ V_2(s) &= I'(s) \frac{h}{s} \frac{Z_2(s) \operatorname{sh} \gamma(s) \cdot d - Z_0(s) \operatorname{ch} \gamma(s) \cdot d + Z_0(s)}{(Z_1(s)Z_2(s) + Z_0^2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0(s)(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{ch} \gamma(s) d}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Inlocuind relațiile (3.36) în ultima ecuație din sistemul (3.33), se obține:

$$\begin{aligned} U(s) &= \frac{h^2}{s^2} \cdot I'(s) \frac{(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) \cdot d + 2Z_0(1 - \operatorname{ch} \gamma(s) \cdot d)}{(Z_1(s)Z_2(s) + Z_0^2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0(s)(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{ch} \gamma(s) d} + \\ &+ \left(\frac{1}{sC_0} + R'_0 \right) I'(s), \end{aligned} \quad (3.37)$$

de unde rezultă impedanța de intrare la poarta electrică $Z_{in}(s)$:

$$\begin{aligned} Z_{in}(s) &= \frac{U(s)}{I'(s)} = \frac{1}{s^2 C_0^2} \left[+ \frac{h^2}{s^2} \cdot C_0^2 \cdot \frac{(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) \cdot d + 2Z_0(1 - \operatorname{ch} \gamma(s) \cdot d)}{(Z_1(s)Z_2(s) + Z_0^2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0(s)(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{ch} \gamma(s) d} + \right. \\ &\left. + sC_0 \right] + R'_0. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Notînd

$$-Y_m(s) = \frac{h^2}{s^2} \cdot C_0^2 \cdot \frac{(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) d + 2Z_0(1 - \operatorname{ch} \gamma(s) d)}{(Z_1(s)Z_2(s) + Z_0^2(s)) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0(s)(Z_1(s) + Z_2(s)) \operatorname{ch} \gamma(s) d} \quad (3.39)$$

și

$$Y_c(s) = s C_0 \quad (3.40)$$

relația (3.38) devine:

$$Z_{in}(s) = \frac{U(s)}{I'(s)} = \frac{1}{Y_c^2(s)} (-Y_m(s) + Y_c(s)) + R'_0. \quad (3.41)$$

Circuitul echivalent expresiei (3.41) este reprezentat în figura 3.3.

Dacă se consideră că:

$$N^2 = \frac{h^2}{s^2} \cdot C_0^2 \quad (3.42)$$

reprezintă raportul de transformare al unui transformator electroacustic, rezultatul că impedanța mecanică Z_M corespunzătoare sistemului mecanic este:

$$Z_M(s) = \frac{(Z_1(s)Z_2(s)+Z_0^2(s))\text{sh}\gamma(s)d - Z_0(s)(Z_1(s)+Z_2(s))\text{ch}\gamma(s)d}{(Z_1(s)+Z_2(s))\text{sh}\gamma(s)d + 2Z_0(1-\text{ch}\gamma(s)d)} \quad (3.43)$$

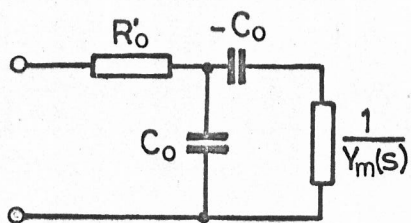


Fig. 3.3.

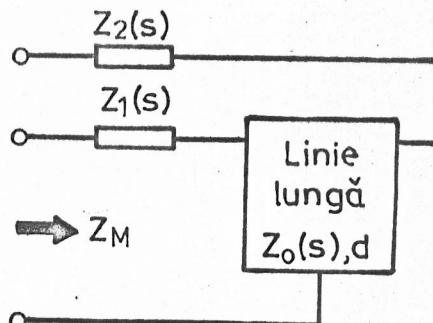


Fig. 3.4.

Schema echivalentă expresiei (3.43) este dată în fig. 3.4, în care intervine o linie lungă avînd lungimea d și impedanța caracteristică $Z_0(s)$. Prin urmare, schema echivalentă transductorului de ultrasunete cu pierderi în regim tranzitoriu poate fi reprezentată ca în figura 3.5.

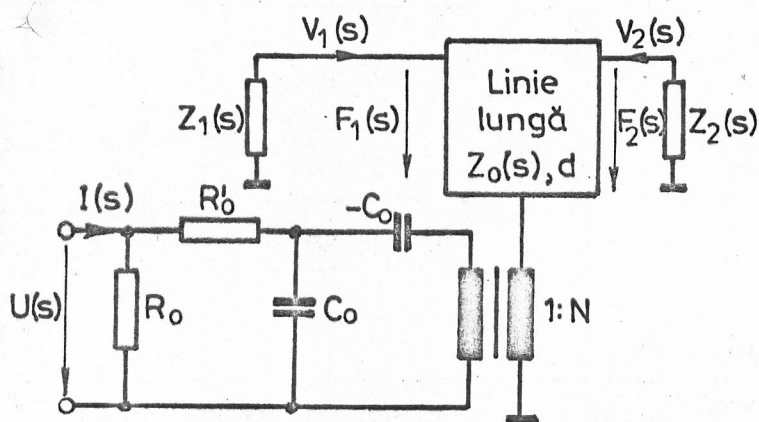


Fig. 3.5.

Schema electrică echivalentă transductorului, obținută mai sus, este mai generală decît alte scheme prezentate în literatura de specialitate, întrucît în ea sînt cuprinse și pierderile. Schemele electrice echivalente unui transductor de ultrasunete

prezentate în /45, 141/ constituie cazuri particulare ale schemei de mai sus, în situația în care pierderile sînt neglijabile; dacă pierderile sînt neglijabile, iar linia lungă se înlocuiește cu un cuadripol echivalent în T, se obține modelul unidimensional al lui Mason.

În cadrul schemei de mai sus transformatorul electroacustic are raportul de transformare complex, deoarece h este complex. Din această cauză transformatorul va introduce un defazaj suplimentar între semnalul electric și semnalul acustic.

Pe baza schemei electrice echivalente transductorului pot fi făcute următoarele observații:

a) La aplicarea unei tensiuni electrice la poarta electrică, apar tensiuni mecanice, cu o anumită întârziere pe ambele fețe ale transductorului;

b) Datorită prezenței liniei lungi în schema echivalentă, în regim de impuls, în transductor, pot apare o serie de reflexii interne în caz de neadaptare, ce conduc la creșterea duratei regimului tranzitoriu;

c) Utilizarea unor impedanțe mecanice, $Z_1(s)$, $Z_2(s)$ mici conduce la accentuarea proprietăților rezonante ale liniei și creșterea factorului de calitate;

d) Regimul tranzitoriu poate fi modificat prin modificarea impedanțelor mecanice $Z_1(s)$ și $Z_2(s)$, sau prin conectarea unor impedanțe electrice suplimentare în serie sau paralel cu poarta electrică;

e) Apariția unui semnal acustic poate fi reprezentată prin introducerea în schema echivalentă a unei surse de semnal în serie cu impedanțele $Z_1(s)$ sau $Z_2(s)$ și se traduce prin apariția atât a unui semnal acustic la cealaltă poartă mecanică, cât și prin apariția unui semnal electric la poarta electrică, datorită faptului că transductorul este bilateral.

Dacă se ține seama de relația (3.34), sistemul (3.33) poate fi pus sub formă matricială astfel:

$$\begin{bmatrix} F_1(s) \\ F_2(s) \\ U(s) \end{bmatrix}^t = \begin{bmatrix} \frac{Z_0(s)}{\text{th}\gamma(s)d} - \frac{h^2}{s^2 Z'(s)} & \frac{Z_0(s)}{\text{sh}\gamma(s)d} - \frac{h^2}{s^2 Z'(s)} & + \frac{h R_0}{s Z'(s)} \\ \frac{Z_0(s)}{\text{sh}\gamma(s)d} - \frac{h^2}{s^2 Z'(s)} & \frac{Z_0(s)}{\text{th}\gamma(s)d} - \frac{h^2}{s^2 Z'(s)} & + \frac{h R_0}{s Z'(s)} \\ \frac{h R_0}{s Z'(s)} & \frac{h R_0}{s Z'(s)} & R_0 \left(1 - \frac{R_0}{Z'(s)}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_1(s) \\ v_2(s) \\ I(s) \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

unde s-a notat:

$$Z'(s) = \frac{1}{sC_0} + R'_0 + R_0 \quad (3.45)$$

Prin urmare, folosind formalismul de impedanță, matricea impedanțelor este simetrică și deci transductorul este un multiport

reciproc /169/. Această proprietate este îndeplinită în măsura în care relațiile (3.10) descriu corect funcționarea transductorului.

În practică, se folosește emisia acustică a uneia dintre fețele transductorului; la cealaltă față a transductorului se atașează diferite materiale ce constituie impedanța posterioară (L. engl. backing), prin intermediul cărora pot fi modificate anumite performanțe ale transductorului. Considerînd că impedanța posterioară este $Z_2(s)$:

$$Z_2(s) = \frac{F_2(s)}{V_2(s)}, \tag{3.46}$$

sistemul (3.33), în formă matricială, devine:

$$\begin{bmatrix} F_1(s) \\ U(s) \end{bmatrix}^t = \begin{bmatrix} Z_0(s) \frac{Z_2(s) - Z_0(s) \operatorname{th} \gamma(s) d}{Z_2(s) \operatorname{th} \gamma(s) d - Z_0} \\ \frac{h}{s} \left(1 + \frac{Z_0(s)}{Z_2(s) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0 \operatorname{ch} \gamma(s) d} \right) \\ \frac{h}{s} \left(1 + \frac{Z_0(s)}{Z_2(s) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0 \operatorname{ch} \gamma(s) d} \right) \\ \frac{1}{sC_0} + R_0' + \frac{h^2}{s^2} \frac{\operatorname{sh} \gamma(s) d}{Z_2 \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0 \operatorname{ch} \gamma(s) d} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1(s) \\ I'(s) \end{bmatrix} \tag{3.47}$$

În relația (3.47) primul termen din prima linie a matricii de impedanțe reprezintă impedanța de intrare într-o linie lungă avînd lungimea d , impedanța caracteristică $Z_0(s)$, constanta de propagare $\gamma(s)$ și terminată cu impedanța $Z_2(s)$; se va nota:

$$Z_{in}(s) = Z_0(s) \frac{Z_2(s) - Z_0(s) \operatorname{th} \gamma(s) d}{Z_2(s) \operatorname{th} \gamma(s) d - Z_0} \tag{3.48}$$

Expresia:

$$k(s) = \frac{Z_0(s)}{Z_2(s) \operatorname{sh} \gamma(s) d - Z_0 \operatorname{ch} \gamma(s) d} \tag{3.49}$$

reprezintă funcția de transfer realizată de un trunchi de linie în condițiile de mai sus.

Rezultă că sistemul (3.47) poate fi scris:

$$\begin{bmatrix} F_1(s) \\ U(s) \end{bmatrix}^t = \begin{bmatrix} Z_{in}(s) & \frac{h}{s} (1+k(s)) \\ \frac{h}{s} (1+k(s)) & \frac{1}{sC_0} + R_0' + \frac{h^2}{s^2} k(s) \frac{\operatorname{sh} \gamma(s) d}{Z_0(s)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1(s) \\ I'(s) \end{bmatrix} \tag{3.50}$$

Pe baza sistemului de mai sus se poate construi schema echivalentă în T a transductorului /177/ (fig.3.6), unde:

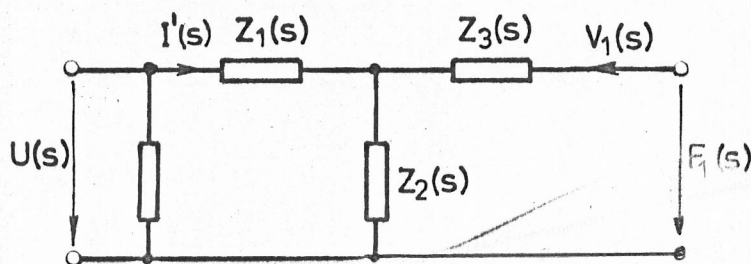


Fig.3.6.

$$Z_1 = \frac{1}{sC_0} + R'_0 - \frac{h}{s}(1+k(s)) + \frac{h^2}{s^2} k(s) \frac{\text{sh}\gamma(s)d}{Z_0(s)}, \quad (3.51.a)$$

$$Z_2 = \frac{h}{s}(1+k(s)), \quad (3.51.b)$$

$$Z_3(s) = Z_{in}(s) - \frac{h}{s}(1+k(s)). \quad (3.51.c)$$

Pentru aplicații ulterioare este convenabil ca sistemul (3.50) să fie pus sub forma:

$$\begin{bmatrix} U(s) \\ I'(s) \end{bmatrix}^t = \begin{bmatrix} A_{11}(s) & A_{12}(s) \\ A_{21}(s) & A_{22}(s) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_1(s) \\ V_1(s) \end{bmatrix}, \quad (3.52)$$

unde matricea [A] reprezintă matricea generală (de lanț) a schemei echivalente transductorului /177/ și are forma:

$$[A] = \frac{s}{h(1+k(s))} \begin{bmatrix} \frac{1}{sC_0} + R'_0 + \frac{h^2}{s^2} k(s) \frac{\text{sh}\gamma(s)d}{Z_0(s)} & \\ & 1 \\ \left(\frac{1}{sC_0} + R'_0 \right) Z_{in}(s) + \frac{h^2}{s^2} (k(s) \text{ch}\gamma(s)d - 2k - 1) & \\ & Z_{in}(s) \end{bmatrix} \cdot \quad (3.53)$$

În concluzie, așa cum rezultă din sistemul (3.50), deoarece matricea de impedanță este simetrică, rezultă că transductoarele piezoelectrice sînt reciproce.

Din schema electrică echivalentă transductorului, reprezentată în figura 3.5, rezultă că excitarea electrică a acestuia trebuie făcută în curent; dacă excitarea electrică a transductorului s-ar face în tensiune s-ar neglija rolul grupului $R_0 C_0$ din schema echivalentă.

În ceea ce privește utilizarea transductorului în regim receptor, este convenabil ca acesta să funcționeze în gol, pentru a nu fi necesară cunoașterea impedanței de intrare a instrumentului de măsurat; în acest caz, așa cum se va arăta în continuare, este posibilă simplificarea relațiilor de calcul pentru determinarea

performanțelor transductoarelor de ultrasunete, folosind metoda autoreciprocității.

Schema electrică echivalentă transductorului piezoelectric permite studierea comportării acestuia atât în regim de impuls, cât și în regim de undă staționară; de asemenea ea permite un studiu amănunțit al influenței impedanței posterioare conectate la suprafața inactivă a transductorului sau impedanțelor electrice conectate la poarta electrică asupra caracteristicii de frecvență și respectiv amortizării acestuia.

O altă aplicație a schemei echivalente deduse mai sus constă în posibilitatea stabilirii unor condiții de adaptare mecanică și electrică a transductorului, la mediul de propagare și respectiv generatorul/receptorul electric, în vederea obținerii unor performanțe optime.

3.4. Schema echivalentă a transductorului cu pierderi în jurul frecvenței de rezonanță

Pentru deducerea schemei echivalente transductorului piezoelectric cu pierderi în jurul rezonanței vor fi făcute următoarele ipoteze simplificatoare:

a) constanta de atenuare α este mică;

b) frecvența de lucru este aproximativ egală cu frecvența de rezonanță, condiție echivalentă cu:

$$\beta d \approx \pi \quad \text{sau} \quad \beta d - \pi = \delta ; \quad (3.54)$$

c) impedanțele mecanice conectate la fețele transductorului sînt pur rezistive, adică mediile cu care transductorul este în contact sînt infinite și fără pierderi.

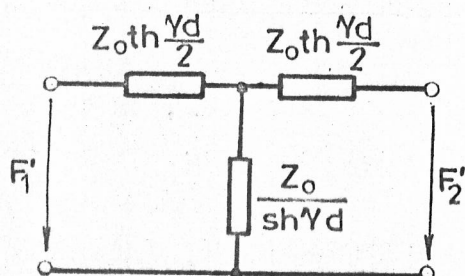


Fig.3.7.

$$Z_1 = R_1 , \quad (3.55)$$

$$Z_2 = R_2 ;$$

d) se lucrează în regim armonic de pulsație ω ; în acest caz linia lungă poate fi înlocuită cu un cuadripol în T /25, 177, 178/, ca în figura 3.7.

Dacă se consideră că excitația transductorului se face cu curenții I și ținînd seama de observația de la punctul d), schema echivalentă transductorului din figura 3.5 va avea forma din figura 3.8.

Impedanța mecanică Z_m echivalentă, ce apare la bornele primare ale transformatorului electromecanic este:

$$Z_m = \frac{1}{2N^2} \left[\frac{Z_0}{\text{th} \frac{\sqrt{d}}{2}} + \frac{(R_1 + R_2)Z_0 \text{th} \frac{\sqrt{d}}{2} + 2R_1 R_2}{2Z_0 \text{th} \frac{\sqrt{d}}{2} + R_1 + R_2} \right] \approx \frac{1}{4N^2} \left(\frac{2Z_0}{\text{th} \frac{\sqrt{d}}{2}} + R_1 + R_2 \right) \quad (3.56)$$

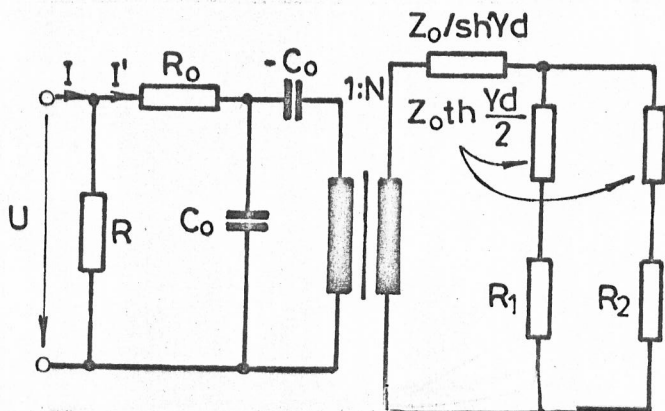


Fig. 3.8.

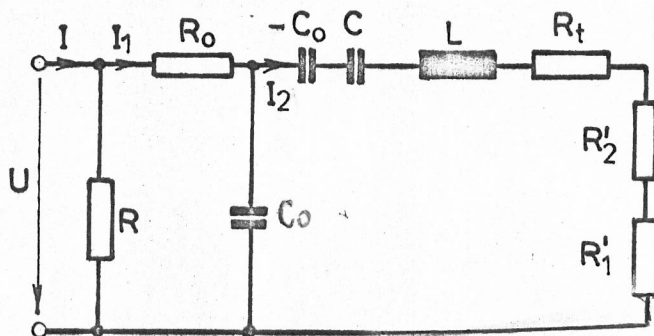


Fig. 3.9.

zintă impedanța echivalentă unui circuit serie L, C, R, iar schema echivalentă transductorului piezoelectric în apropierea rezonanței va avea forma din figura 3.9, unde L, C și R_t reprezintă elementele circuitului echivalent expresiei

$$\frac{1}{2N^2} \frac{Z_0}{\text{th} \frac{\sqrt{d}}{2}}, \quad (3.56')$$

iar R_1' și R_2' - impedanțele reflectate în primar, corespunzătoare impedanțelor R_1 și R_2 din secundar.

În concluzie, în jurul frecvenței de rezonanță mecanice transductorul piezoelectric se comportă ca un circuit rezonant serie, al cărui factor de calitate electric depinde atât de pierderile electrice și mecanice ale transductorului, cât și de impedanțele mecanice conectate la cele două suprafețe active ale

Tinând seama de ipotezele a) și b) $\text{th} \frac{\sqrt{d}}{2}$ se poate dezvolta în serie astfel /78/:

$$\text{th} \frac{\sqrt{d}}{2} = \frac{4Q_m}{\pi} \frac{1}{1 + j2Q_m \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}}, \quad (3.57)$$

unde s-a notat cu Q_m factorul de calitate mecanic al transductorului:

$$Q_m = \frac{\beta}{2\alpha} = \frac{\pi}{2\alpha d}, \quad (3.58)$$

iar ω_0 - frecvența de rezonanță mecanică:

$$\omega_0 = \frac{\pi c}{d}. \quad (3.59)$$

În aceste condiții rezultă că primul termen din relația (3.56) repre-

transductorului, rezultând astfel posibilitatea modificării benzii de frecvență; capacitatea negativă - C_0 ce apare în schema echivalentă modifică frecvența de rezonanță mecanică a transductorului, în sensul reducerii acesteia.

Schema echivalentă transductorului de ultrasunete în jurul frecvenței de rezonanță, va fi folosită în capitolul 5 pentru determinarea funcției de transfer corespunzătoare parametrului de reciprocitate, în jurul frecvenței de rezonanță mecanice.

CAPITOLUL 4

GENERALIZAREA METODEI AUTORECIPROCATII SI APLICAREA EI LA CALCULUL CARACTERISTICILOR TRANSDUCTOARELOR DE ULTRASUNETE

4.1. Introducere

Aplicarea metodei de reciprocitate și implicit, de autoreciproitate, la calibrarea transductoarelor acustice a început în urmă cu câteva decenii, în prezent ele fiind folosite la măsurarea parametrilor microfoanelor, difuzoarelor, transductoarelor utilizate în sonarii, medicină și defectoscopie, a traductoarelor de vibrații /14, 15, 24, 144, 203/. Metode similare de calibrare se utilizează și în tehnica frecvențelor foarte înalte /74, 113, 144/ și în unele aplicații din metrologie /120/.

În capitolul 1 au fost prezentate principalele aspecte legate de calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda reciprocității și autoreciproității și s-au evidențiat avantajele și dezavantajele acestor metode, precum și limitele de aplicabilitate.

În cadrul acestui capitol, autorul va deduce o formă integrală a teoremei reciprocității pentru medii acustice, avînd un caracter mai general decît cele prezentate în literatura de specialitate, pe baza căreia se poate defini un nou parametru de reciprocitate, mai adecvat transductoarelor de ultrasunete în comparație cu parametrul clasic de reciprocitate.

În continuare se stabilesc o serie de relații de calcul pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciproității după o metodă complet originală, care elimină în cea mai mare parte dezavantajele prezentate în capitolul 1.

În încheierea acestui capitol sînt prezentate succint principalele surse de erori ce intervin la utilizarea acestei metode.

4.2. Generalități

Metodele de reciprocitate au la bază teorema reciprocității sau a produselor încrucișate /122/ și derivă din legile de evoluție ale sistemelor. Studiul matematic al realizabilității unor sisteme liniare pentru care este valabilă teorema reciprocității este prezentat în /169/, unele precizări suplimentare asupra valabilității acestei teoreme în sistemele electromecanice fiind făcute în /78, 168/. În continuare sînt redată conform cu /169/ principalele aspecte referitoare la sistemele reciproce.

Dacă se consideră un multiport (fig.4.1), la terminalele căruia sînt aplicate perechi de semnale de tip tensiuni, $u_i(t)$, care formează mulțimea vectorială \mathcal{U} și de tip curenți, $i_i(t)$, care formează mulțimea vectorială \mathcal{Y} , cele două semnale fiind

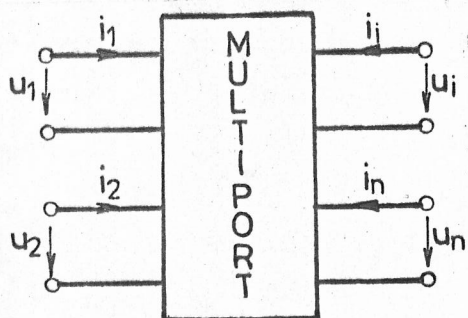


Fig.4.1.

funcții definite pe \mathbb{R} cu valori în \mathbb{C} , între elementele celor două mulțimi se realizează o relație binară $PC\mathcal{Y} \times \mathcal{U}$, ce conduce la o mulțime de perechi (i_i, u_i) . Asupra elementelor i și u vor apărea o serie de constrângeri ce rezultă din proprietățile sistemului.

Dacă în cadrul mulțimilor \mathcal{Y} și \mathcal{U} se aleg anumite spații funcționale, pe baza acestora pot fi realizate o serie de aplicații; în funcție de aplicația realizată, pot fi scrise o serie de relații ce constituie formalismul de descriere al multiportului, care poate fi hibrid sau omogen (de imitanță). De exemplu, considerînd aplicația $\mathcal{Y} \rightarrow \mathcal{U}$, $i \mapsto u$, rezultă:

$$[U(s)] = [Z(s)] \cdot [I(s)], \quad (4.1)$$

numit formalism de impedanță, unde $[U(s)]$, $[I(s)]$, $[Z(s)]$ reprezintă matrici de dimensiuni corespunzătoare și variabilă complexă s .

Proprietățile sistemelor fizice vor genera o serie de constrângeri nu numai asupra elementelor u și i , ci și asupra formalismelor asociate sistemelor. Dintre acestea, o proprietate importantă a unor multiporturi o constituie proprietatea de reciprocitate care se caracterizează prin aceea că, pentru două perechi de semnale admisibile de tip tensiuni și curenți $[U_a(s)]$, $[I_a(s)]$ și respectiv $[U_b(s)]$, $[I_b(s)]$, are loc egalitatea:

$$[\bar{U}_a(s)]^t \cdot [I_b(s)] = [U_b(s)]^t \cdot [I_a(s)], \quad (4.2)$$

unde s-a notat cu indicele t matricea transpusă.

Pe baza relației de mai sus, în cadrul formalismului de impedanță, rezultă simetria matricei $[Z(s)]$, adică:

$$[Z(s)]^t = [Z(s)]. \quad (4.3)$$

Relații similare pot fi stabilite și în cadrul altor formalisme de descriere a multiportului.

Pornind de la proprietățile de reciprocitate ale unor sisteme, în anumite condiții impuse, în electrotehnică au fost deduse o serie de teoreme de reciprocitate atât în teoria cîmpurilor, cât și în teoria circuitelor electrice /122, 177, 178/. Avînd în vedere analogia dintre fenomenele acustice și fenomenele electrice /168/, metodele de reciprocitate s-au extins și în acustică, ele permițînd determinarea unor parametri ai transductoarelor de ultrasunete, fără utilizarea unor etaloane.

Deoarece în cadrul unui sistem acustic intervin transductoare și medii acustice, prin intermediul cărora se face propagarea energiei, proprietățile de reciprocitate trebuie să fie îndeplinite atât de către transductoare, cât și de mediile de propagare.

Așa cum s-a arătat în capitolul 3, transductoarele piezoelectrice sînt dispozitive bilaterale, care în regim liniar sau cu funcționare liniarizată de semnal mic au matricea de impedanță simetrică și deci îndeplinesc proprietatea de reciprocitate; în continuare va fi demonstrată proprietatea de reciprocitate și pentru mediile acustice și se va stabili și formalismul de descriere corespunzător.

4.3. Deducerea formei integrale a teoremei reciprocității pentru medii acustice

Se consideră un volum omogen și izotrop Ω , închis de o suprafață Σ în care este prezent cîmpul acustic; fie $M(x_1, y_1, z_1)$ și $N(x_2, y_2, z_2)$ două puncte oarecare din volumul Ω . Dacă se notează cu $P_1(s)$ și $\vec{V}_1(s)$, transformatele Laplace ale presiunii acustice și respectiv vitezei în punctele considerate se poate scrie ecuația de mișcare și respectiv de continuitate /6, 10, 161, 168/:

$$\left. \begin{aligned} -\nabla P_1(s) &= s \rho_0 \vec{V}_1(s) \\ -\nabla \vec{V}_1(s) &= \frac{s}{k} P_1(s) \end{aligned} \right\} \text{ în punctul M,} \quad (4.4)$$

$$\left. \begin{aligned} -\nabla P_2(s) &= s \rho_0 \vec{V}_2(s) \\ -\nabla \vec{V}_2(s) &= \frac{s}{k} P_2(s) \end{aligned} \right\} \text{ în punctul N,} \quad (4.5)$$

unde: ρ_0 - este densitatea mediului,

$$k = \rho_0 c^2,$$

c - este viteza de propagare a undelor.

Pornind de la expresia /87/:

$$\begin{aligned} \nabla(P_1(s)\vec{V}_2(s) - P_2(s)\vec{V}_1(s)) &= P_1(s)\nabla\vec{V}_2(s) + \vec{V}_2(s)\nabla P_1(s) - P_2(s)\nabla\vec{V}_1(s) - \\ &- \vec{V}_1(s)\nabla P_2(s) \end{aligned} \quad (4.6)$$

și ținând seama de relațiile (4.4) și (4.5), se obține:

$$\nabla(P_1(s)\vec{V}_2(s) - P_2(s)\vec{V}_1(s)) = 0, \quad (4.7)$$

relație ce reprezintă forma locală a teoremei reciprocității pentru medii acustice.

Dacă expresia (4.7) se integrează pe volumul Ω și se ține seama de teorema Gauss-Ostrogradski /87/, se obține:

$$\int_{\Omega} \nabla(P_1(s)\vec{V}_2(s) - P_2(s)\vec{V}_1(s)) d\Omega = \oint_{\Sigma} (P_1(s)\vec{V}_2(s) - P_2(s)\vec{V}_1(s)) \vec{n} d\Gamma = 0; \quad (4.8)$$

această expresie reprezintă forma integrală a teoremei reciprocității pentru medii acustice liniare și izotrope. În relația de mai sus, vectorul \vec{n} este versorul normal la elementul de suprafață $d\Gamma$, al suprafeței Σ .

Notînd cu $\vec{V}_n(s)$ componenta normală a vitezei la suprafața Σ , ($V_n(s) = \vec{V}(s) \cdot \vec{n}$), relația (4.8) devine:

$$\oint_{\Sigma} (P_1(s)V_{n2}(s) - P_2(s)V_{n1}(s)) d\Gamma = 0. \quad (4.9)$$

Teorema reciprocității pentru medii acustice liniare și izotrope poate fi exprimată și în domeniul timp prin convoluțiile:

$$\oint_{\Sigma} (p_1(\tau) * v_{n2}(\tau) - p_2(\tau) * v_{n1}(\tau)) d\Gamma = 0, \quad (4.10)$$

unde p_i și v_{ni} sînt transformatele Laplace inverse ale funcțiilor P_i și V_{ni} .

În continuare se va considera că suprafața Σ este formată din două suprafețe Σ_1 și Σ_2 ce conțin suprafețele S_1 și S_2 , ce reprezintă suprafețele unor transductoare emițătoare sau receptoare, unite printr-o suprafață Σ' situată la distanță suficient de mare de transductoare, încît cîmpul acustic să nu ajungă la ea

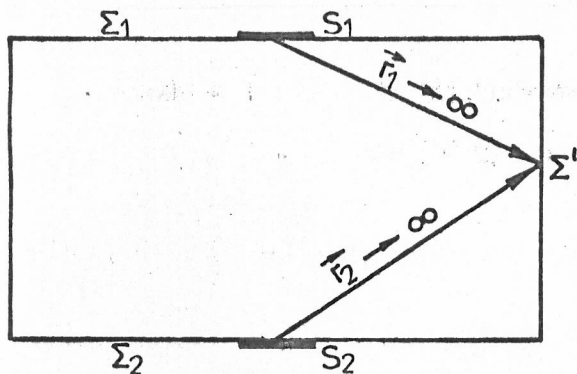


Fig.4.2.

(fig.4.2). Suprafețele Σ_1-S_1 și respectiv Σ_2-S_2 vor fi considerate ecrane absolut rigide ($v_n|_{\Sigma} = 0$) sau absolut moi ($p|_{\Sigma} = 0$); în cazul cel mai general, cele două suprafețe nu emit unde acustice.

În condițiile de mai sus, dacă se emite o undă

acustică la suprafața S_1 , mărimile de stare ale oscilației pe această suprafață vor fi $P_{11}(s)$ și $V_{n11}(s)$, iar pe suprafața S_2 , $P_{21}(s)$ și $V_{n21}(s)$; similar, dacă se emite o undă acustică la suprafața S_2 , mărimile de stare ale oscilației pe această suprafață vor fi $P_{22}(s)$ și $V_{n22}(s)$, iar pe suprafața S_1 , $P_{12}(s)$ și $V_{n12}(s)$. Cu aceste precizări forma integrală a teoremei reciprocității (4.9) devine:

$$\int_{S_1} (P_{11}(s)V_{n12}(s) - P_{12}(s)V_{n11}(s)) ds_1 + \int_{S_2} (P_{21}(s)V_{n22}(s) - P_{22}(s)V_{n21}(s)) ds_2 = 0. \quad (4.11)$$

Se notează $F_{12}(s)$ și $F_{21}(s)$ forțele normale exercitate de presiunea undei produse de suprafața S_2 pe suprafața S_1 și respectiv, de presiunea undei produse de suprafața S_1 pe suprafața S_2 :

$$F_{12}(s) = \int_{S_1} P_{12}(s) ds_1, \quad (4.12)$$

$$F_{21}(s) = \int_{S_2} P_{21}(s) ds_2.$$

Dacă se consideră că suprafețele S_1 și S_2 reprezintă suprafețele unor transductoare ce funcționează ca pistoane vibrante, ipoteză folosită în literatura de specialitate și verificată experimental /28, 56, 62, 130, 161, 188/, rezultă că distribuția de viteze normale la suprafața transductorului este uniformă și deci V_{n11} și V_{n22} sînt constante, adică nu depind de elementul de su-

prafată; în cazul general, dacă condiția de mai sus nu este îndeplinită, se poate considera o valoare medie a vitezei.

Pe baza acestor ipoteze, relația (4.11) devine:

$$\int_{S_1} P_{11}(s)V_{n12}(s)ds_1 - \int_{S_2} P_{22}(s)V_{n21}(s)ds_2 = V_{n11}(s)F_{12}(s) - V_{n22}(s)F_{21}(s). \quad (4.13)$$

Pentru calculul integralelor din relația (4.13), se exprimă vitezele V_{n12} și respectiv V_{n21} prin valorile lor corespunzătoare date de integrala a II-a a lui Rayleigh pentru viteze, similară expresiei (2.21):

$$V_{n12}(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_2} v_{n22}(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \phi_1 e^{-jkr} ds_2, \quad (4.14)$$

$$V_{n21}(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1} v_{n11}(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \phi_2 e^{-jkr} ds_2,$$

unde ϕ_i reprezintă unghiul dintre normala la suprafața S_i și raza vectorială r ce unește punctele suprafeței S_j de punctul de pe suprafața S_i în care se calculează viteza normală, iar $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ este numărul de undă.

Înlocuind relațiile (4.14) în (4.13) și schimbînd ordinea de integrare, se obține:

$$V_{n22}(s) \int_{S_2} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{S_1} P_{11}(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \phi_1 e^{-jkr} ds_1 \right) ds_2 -$$

$$-V_{n11}(s) \int_{S_1} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{S_2} P_{22}(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \phi_2 e^{-jkr} ds_2 \right) ds_1 =$$

$$= V_{n11}(s)F_{12}(s) - V_{n22}(s)F_{21}(s). \quad (4.15)$$

Deoarece integralele din paranteze reprezintă conform integralei a II-a a lui Rayleigh (2.21) presiunile exercitate pe o suprafață, datorită undei emise de către cealaltă suprafață și ținînd seama de (4.12), expresia (4.15) poate fi scrisă:

$$V_{n22}(s)F_{21}(s) - V_{n11}(s)F_{12}(s) = V_{n11}(s)F_{12}(s) - V_{n22}(s)F_{21}(s) \quad (4.16)$$

și deci:

$$V_{n11}(s)F_{12}(s) - V_{n22}(s)F_{21}(s) = 0, \quad (4.17)$$

relație ce constituie teorema reciprocității exprimată în termeni de viteză și forță.

Dacă se scrie expresia (4.17) în forma:

$$\frac{V_{n11}(s)}{F_{21}(s)} = \frac{V_{n22}(s)}{F_{12}(s)} = H(s), \quad (4.18)$$

rezultă că raportul dintre viteza normală a suprafeței transductorului emițător și forța normală exercitată de unda produsă pe o suprafață receptoare este o mărime constantă; acest raport rămâne constant și în cazul schimbării rolului celor două suprafețe, aceasta constituind o altă formulare a teoremei reciprocității. Este evident că parametrul H definit mai sus reprezintă raportul de reciprocitate pentru cazul în care parametrii de stare sînt viteza și forța exercitată de presiunea acustică și depinde de distanța dintre cele două suprafețe r , cît și de mărimea acestor suprafețe. Raportul de reciprocitate definit mai sus H este diferit de parametrul de reciprocitate "clasic" dat de relația (1.33) și similar cu cel definit în /61/ pentru undele acustice de suprafață.

Dacă se consideră analogia de tip I în impedanțe mecanice /168/, raportul de reciprocitate H reprezintă o admitanță mecanică de transfer.

Diferențele ce apar între cele două moduri de definire a raportului de reciprocitate au la bază mărimea care se presupune constantă pe suprafața transductorului; astfel, pentru difuzoare și microfoane, care au dimensiuni reduse în raport cu lungimea de undă, se poate presupune că presiunea acustică este constantă de-a lungul suprafeței; la transductoarele de ultrasunete nu mai este valabilă această ipoteză deoarece dimensiunile lor sînt comparabile cu lungimea de undă, iar presiunea poate suferi modificări importante pe suprafața transductorului. Fenomenul prezentat mai sus este semnalat și în /14/, unde se arată că în cazul în care dimensiunile transductoarelor sînt diferite există dificultăți în determinarea parametrului de reciprocitate J .

Un alt avantaj al parametrului de reciprocitate definit mai sus constă în faptul că în schemele echivalente transductoarelor de ultrasunete, în cadrul formalismelor de descriere, se folosesc ca mărimi de stare pentru poarta mecanică viteza și forța ce apare pe suprafața activă a transductorului și nu viteza de volum și respectiv presiunea, creînd astfel posibilitatea interconectării sistemului electromecanic cu mediul de propagare fără transformări suplimentare ale mărimilor acustice.

Dacă se înlocuiește în relația (4.18) $F_{12}(s)$ în funcție de viteza V_{n22} presupusă constantă pe suprafața S_2 și ținând seama de (2.20), se obține:

$$H(s) = \frac{1}{\frac{\rho_0 c_0}{2W} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{e^{-jkr}}{r} ds_1 ds_2}, \quad (4.19)$$

relație ce permite calculul raportului de reciprocitate în funcție de geometria schemei de măsurare, parametrii mediului de propagare și frecvență. Cunoșcând raportul de reciprocitate H și procedînd analog ca în cazul metodelor clasice de calibrare a transductoarelor, pot fi obținuți o serie de parametri ai transductoarelor de ultrasunete, inclusiv în regim de impuls. Deși prin introducerea raportului de reciprocitate $H(s)$ sînt eliminate o parte dintre dezavantajele prezentate la metoda clasică de calibrare a transductoarelor de ultrasunete prin metoda reciprocității, rămîn în continuare două neajunsuri:

a) ansamblul transductor emițător - mediu de propagare - transductor receptor nu este privit ca un sistem, în care elementele componente interacționează, ci fiecare subansamblu este considerat independent;

b) forțele ce intervin la definirea raportului de reciprocitate $H(s)$ (la fel ca și presiunea acustică ce apare la definirea raportului de reciprocitate J) sînt considerate în absența receptorului pe o suprafață echivalentă situată la o distanță dată; în realitate, receptorul este prezent și produce modificări ale valorii forței (respectiv presiunii acustice), din cauza reflexiilor.

4.4. Calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls

Așa cum s-a arătat în paragraful 1.7.4, utilizarea metodelor de reciprocitate la calibrarea transductoarelor de ultrasunete prezintă o serie de neajunsuri și limitări; o parte dintre acestea pot fi eliminate prin utilizarea raportului de reciprocitate H în locul lui J , definit în paragraful precedent, însă și în acest caz rămîn unele dezavantaje.

În continuare autorul va prezenta o metodă originală de calibrare a transductoarelor de ultrasunete pe baza metodei auto-

reciprocității în impuls, ce elimină dezavantajele prezentate anterior, metodă ce permite și determinarea a o serie de parametri ai transductorului și cîmpului acustic. Spre deosebire de metodele prezentate în literatura de specialitate, în cazul metodelor de reciprocitate, ce pornesc de la cazuri particulare, tratarea matematică va fi făcută pentru cazul general și ulterior particularizată pentru cazurile practice cele mai convenabile.

Metoda propusă în cadrul acestui paragraf se bazează pe demonstrațiile făcute în paragraful 3.3. privind proprietatea de reciprocitate a transductorului de ultrasunete și paragraful 4.3, privind proprietatea de reciprocitate a mediilor acustice. De asemenea, în cadrul tratării, se va ține seama de rezultatele obținute în capitolul 2 privind regimul tranzitoriu datorat geometriei schemei de măsurare.

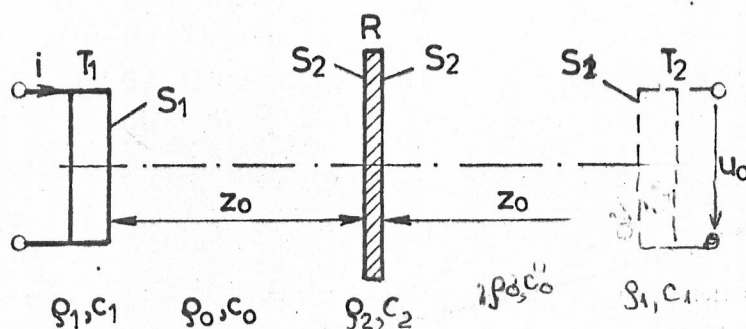


Fig. 4.3.

Se consideră schema de măsurare din figura 4.3, în care T_1 este un transductor bilateral și reciproc, avînd suprafața de emisie S_1 , situat la distanța z_0 de reflectorul R avînd suprafața S_2 plană; transductorul T_2 reprezintă imaginea transductorului T_1 față de reflector. Densitățile transductorului, mediului de propagare și reflectorului vor fi notate cu ρ_1 , ρ_0 și respectiv ρ_2 , iar vitezele de propagare ale sunetelor în transductor, mediu de propagare și reflector - c_1 , c_0 și respectiv c_2 .

În continuare se presupune că prin mediul de propagare nu se pot transmite decît unde longitudinale și că viteza undei emise de transductor are numai componentă normală, constantă pe suprafața transductorului, condiții ce sînt îndeplinite pentru medii de propagare lichide cu vîscozitate mică /68, 78, 108/.

Așa cum s-a arătat în paragraful 3.3, transductorul poate fi considerat ca un diport hibrid, avînd la una dintre intrări/ieșiri parametri electrici, tensiunea $u(t)$ și curentul $i(t)$ și respectiv parametri mecanici forța $f(t)$ și viteza $v(t)$.

Dacă transductorul este alimentat la poarta electrică cu un curent $i_1(t)$, pe baza schemei echivalente a transductorului,

folosind analogia forță-tensiune, se poate scrie:

$$\begin{aligned} U_1(s) &= A_{11}(s)F_1(s) + A_{12}(s)V_1(s), \\ I_1(s) &= A_{21}(s)F_1(s) + A_{22}(s)V_1(s), \end{aligned} \quad (4.20)$$

unde $U_1(s)$, $I_1(s)$, $V_1(s)$ reprezintă transformatele Laplace ale mărimilor $u_1(t)$, $i_1(t)$, $f_1(t)$, $v_1(t)$, iar factorii $A_{ij}(s)$ reprezintă termenii matricii de lanț $[A]$ a cuadripolului echivalent /177/. Deoarece s-a presupus că transductorul este reciproc, rezultă că:

$$|A| = 1, \quad (4.21)$$

unde $|A|$ reprezintă determinantul principal corespunzător matricii $[A]$ /177/.

Deoarece se lucrează în regim de impuls, se poate presupune că în timpul emisiei nu există decît unda directă, de unde rezultă că transductorul lucrează la emisie, numai pe impedanța mecanică a mediului de propagare Z_0 ; pentru a demonstra această afirmație se consideră analogia dintre mediul de propagare și o linie electrică lungă /93, 132/. Impedanța de intrare $Z_{in}(s)$ a liniei are expresia /25, 178/:

$$Z_{in}(s) = Z_0(s) \frac{Z_2(s) + Z_0(s) \operatorname{th} \gamma l}{Z_0(s) + Z_2(s) \operatorname{th} \gamma l}, \quad (4.22)$$

unde $Z_2(s)$ este impedanța mecanică a sarcinii conectată la capătul liniei de lungime l , avînd constanta de propagare γ . Intrucît în timpul emisiei, nu apare la emițător și unda reflectată, rezultă o situație similară cazului $l \rightarrow \infty$ și prin trecerea la limită a relației (4.22), rezultă:

$$\lim_{l \rightarrow \infty} Z_{in}(s) = \lim_{l \rightarrow \infty} \left(Z_0(s) \frac{Z_2(s) + Z_0(s) \operatorname{th} \gamma l}{Z_0(s) + Z_2(s) \operatorname{th} \gamma l} \right) = Z_0. \quad (4.23)$$

Dacă dimensiunile geometrice ale transductorului, cu excepția grosimii, sînt mai mari decît lungimea de undă, cel mai frecvent caz întîlnit în practică, în locul impedanței de radiație se poate folosi impedanța mecanică a mediului Z_0 /6, 161, 167/; presupunînd că distribuția de viteză este uniformă la suprafața transductorului, iar în apropierea acestuia unda este plană, impedanța mecanică a mediului este:

$$Z_0 = \rho_0 c_0 S_1. \quad (4.24)$$

Prin urmare sistemul de ecuații (4.20) poate fi completat cu relația:

$$F_1(s) = Z_0 V_1(s), \quad (4.25)$$

unde $F_1(s)$ este forța exercitată de transductor asupra mediului

de propagare:

$$F_1(s) = \int_{S_1} P_1(s) ds_1, \quad (4.26)$$

$P_1(s)$ reprezentând distribuția presiunii la suprafața transductorului la emisie.

Pe baza relațiilor (4.20) și (4.25) se poate scrie:

$$I_1(s) = (A_{21}(s)Z_0 + A_{22}(s)) V_1(s), \quad (4.27)$$

de unde rezultă sensibilitatea de emisie pentru viteză a transductorului $S_V(s)$:

$$S_V(s) = \frac{V_1(s)}{I_1(s)} = \frac{1}{A_{21}(s)Z_0 + A_{22}(s)}. \quad (4.28)$$

Așa cum rezultă din relația de definiție, sensibilitatea de emisie pentru viteză depinde de parametrii transductorului, impedanța mecanică a mediului de propagare și frecvență.

Unda acustică emisă de către transductor produce pe suprafața S_2 a reflectorului o viteză normală egală cu suma algebrică dintre viteza normală a undei directe $V_{d2}(s)$ și viteza normală a undei reflectate $V_{r2}(s)$; din condiția de continuitate a vitezei, rezultă că suma de mai sus este egală cu viteza normală a undei transmise $V_{t2}(s)$.

$$V_{d2}(s) - V_{r2}(s) = V_{t2}(s). \quad (4.29)$$

În conformitate cu regulile reflexiei, între $V_{d2}(s)$ și $V_{r2}(s)$ există relația /6, 7/:

$$V_{r2}(s) = V_{d2}(s) \frac{\rho_2 c_2 - \rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho_2 c_2}. \quad (4.30)$$

Cu ajutorul integralei a II-a a lui Rayleigh se poate calcula viteza normală a undei directe ce apare pe suprafața reflectorului:

$$V_{d2}(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1} V_1(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \Theta_2 e^{-jkr} ds_1, \quad (4.31)$$

unde Θ_2 reprezintă unghiul dintre raza vectorie și direcția normală la suprafața S_2 .

Înlocuind expresia de mai sus în (4.30) se obține:

$$V_{r2}(s) = \frac{1}{2\pi} \frac{\rho_2 c_2 - \rho_0 c_0}{\rho_2 c_2 + \rho_0 c_0} \int_{S_1} V_1(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \Theta_2 e^{-jkr} ds_1. \quad (4.32)$$

Dacă se cunoaște viteza normală la suprafața reflectorului se poate calcula viteza normală ce apare într-un punct de pe suprafața transductorului în regim receptor, folosind din nou integrala a II-a a lui Rayleigh:

$$V_1'(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_2} v_{r2}(s) \frac{1+jkr}{r^2} \cos \theta_1 e^{-jkr} ds_2 =$$

$$= \frac{V_1(s)}{4\pi^2} \frac{\rho_2 c_2 - \rho_0 c_0}{\rho_2 c_2 + \rho_0 c_0} \int_{S_2} \frac{1+jkr}{r^2} \cos \theta_1 e^{-jkr} \left(\int_{S_1} \frac{1+jkr'}{r'^2} \cos \theta_2 e^{-jkr'} ds_1 \right) \cdot ds_2 \quad (4.33)$$

unde θ_1 este unghiul dintre raza vectorie și direcția normală la planul S_1 .

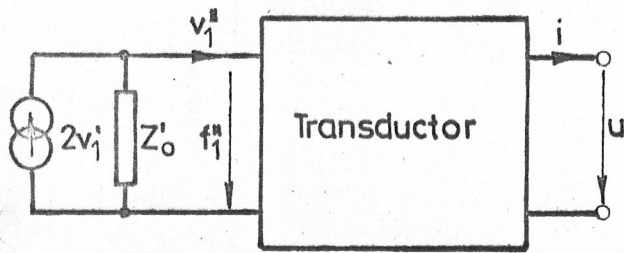


Fig.4.4.

Prin analogie cu liniile electrice lungi /93, 132, 168/, schema electrică echivalentă a mediului de propagare - transductor, în regim receptor, se prezintă ca în figura 4.4, în acest caz transductorul fiind considerat ca un cuadripol în conexiune inversă /24, 25, 178/.

Trebuie precizat că răspunsul transductorului va fi în acest caz proporțional cu viteza medie sau forța medie ce acționează pe suprafața transductorului.

Presupunând că transductorul este sensibil numai la undele longitudinale /68, 78, 108/, răspunsul său va fi proporțional cu media componentei normale a vitezei $V_1'(s)$ recepționate pe suprafața sa, a cărei valoare va fi dată de:

$$\tilde{V}_1'(s) = \frac{1}{S_1} \int_{S_1} v_1'(s) ds_1 = \frac{V_1(s)}{4\pi^2 S_1} \frac{\rho_0 c_2 - \rho_0 c_0}{\rho_2 c_2 + \rho_0 c_0} \cdot \int_{S_1} \left[\int_{S_2} \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} \cos \theta_1 \left(\int_{S_1} \frac{1+jkr'}{r'^2} e^{-jkr'} \cos \theta_2 ds_1 \right) ds_2 \right] ds_1 \quad (4.34)$$

Se notează

$$K = \frac{\tilde{V}_1'}{V_1} = \frac{1}{4\pi^2 S_1} \frac{\rho_2 c_2 - \rho_0 c_0}{\rho_2 c_2 + \rho_0 c_0} \int_{S_1} \left[\int_{S_2} \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} \cos \theta_1 \cdot \right]$$

$$\cdot \left(\int_{S_1} \frac{1+jkr'}{r'^2} e^{-jkr'} \cos \Theta_2 ds_2 \right) ds_1 \quad (4.35)$$

Din relația de mai sus se constată că parametrul K este un raport de transformare a vitezelor din mediul de propagare a undelor acustice și depinde de distanța dintre transductor și reflector, suprafața acestora, de frecvență, prin intermediul numărului de undă k și de impedanțele caracteristice ale mediului de propagare și reflectorului; parametrul K este net diferit de parametrii de reciprocitate J sau H care reprezintă admitanțe de transfer.

Pe baza figurii 4.4 se pot scrie următoarele relații:

$$\begin{aligned} F_1''(s) &= Z_0'(2\tilde{V}_1'(s) - \tilde{V}_1''(s)), \\ F_1''(s) &= A_{22}(s)U_0(s) + A_{12}(s)I_0(s), \\ \tilde{V}_1''(s) &= A_{21}(s)U_0(s) + A_{11}(s)I_0(s), \end{aligned} \quad (4.36)$$

unde Z_0' este definită ca o impedanță mecanică medie:

$$Z_0' = \frac{\int_{S_1} p_1' ds_1}{\tilde{V}_1'} \quad (4.37)$$

p_1' fiind presiunea ce apare pe suprafața transductorului în absența acestuia.

Dacă se măsoară tensiunea u_0 în gol ($i_0=0$), se obține:

$$U_0(s) = \frac{2\tilde{V}_1' Z_0'}{A_{22}(s) + Z_0' A_{21}(s)} \quad (4.38)$$

de unde se poate deduce sensibilitatea de recepție pentru viteză M_V :

$$M_V(s) = \frac{U_0(s)}{\tilde{V}_1'(s)} = \frac{2Z_0'}{A_{22}(s) + Z_0' A_{21}(s)} \quad (4.39)$$

Se constată că între sensibilitatea de emisie (4.28) și sensibilitatea de recepție (4.39) apar diferențe importante, fiind funcții de impedanțe mecanice diferite.

Tinând seama de relațiile (4.27) și (4.38) se obține:

$$\frac{U_0(s)}{I_1(s)} = \frac{2K Z_0'}{(A_{21}(s)Z_0' + A_{22}(s))(A_{21}(s)Z_0' + A_{22}(s))} \quad (4.40)$$

relație ce permite calibrarea transductoarelor de ultrasunete fo-

folosind metoda autoreciprocității. Dacă se cunosc mărimile K , Z_0 și Z'_0 , prin efectuarea a două măsurări în care se modifică Z_0 sau Z'_0 și măsurînd curentul de comandă pentru regimul emițător și tensiunea în gol pentru regimul receptor, se pot determina doi dintre parametrii matricei de lanț A_{21} și A_{22} . De exemplu dacă se modifică distanța dintre transductor și reflector sau dimensiunea reflectorului, se modifică K și Z'_0 , iar dacă se schimbă mediul de propagare se modifică K , Z_0 și Z'_0 .

Sistemul de ecuații ce se obține pe baza relației (4.40) este o formă pătratică în raport cu A_{21} și A_{22} , avînd forma:

$$\begin{aligned} a_1 A_{21}^2 + A_{22}^2 + b_1 A_{21} A_{22} &= c_1, \\ a_2 A_{21}^2 + A_{22}^2 + b_2 A_{21} A_{22} &= c_2, \end{aligned} \quad (4.41)$$

unde a_1 , b_1 , c_1 sînt funcții de parametrii K , Z_0 , Z'_0 și valorile măsurate $U_0(s)$ și $I_1(s)$.

Dacă se lucrează în regim de undă cvasicontinuuă, mărimile de mai sus vor fi numere complexe; privind sistemul (4.41) sub forma:

$$\begin{aligned} A_{21} &= \frac{m}{A_{22}} + n A_{22}, \\ A_{22} &= \frac{p}{A_{21}} + r A_{21}, \end{aligned} \quad (4.42)$$

se poate rezolva ușor printr-o metodă iterativă; astfel atribuind o valoare pentru A_{22} diferită de zero, din prima relație se obține o valoare pentru A_{21} , care se înlocuiește în cea de-a doua relație și așa mai departe. Procesul de iterație poate fi oprit atunci cînd erorile de determinare a mărimilor A_{21} și A_{22} , între două iterații succesive sînt mai mici decît o valoare impusă.

Aplicarea metodei descrise mai sus este posibilă în măsura în care sînt cunoscuți parametrii K , Z_0 și Z'_0 .

Dacă se cunosc elementele A_{21} și A_{22} ale matricei generale a transductorului considerat ca un cuadripol, se pot determina ușor și celelalte elemente ale matricei, A_{11} și A_{12} , dacă se efectuează o măsurare suplimentară.

Intr-adevăr, din relația (4.21), rezultă:

$$A_{12}(s) = \frac{A_{11}(s) A_{22}(s) - 1}{A_{21}(s)}. \quad (4.43)$$

Inlocuind în prima ecuație a sistemului (4.20) valoarea de

mai sus și ținând seama de (4.25), se obține:

$$U_1(s) = A_{11}(s)Z_0(s)V_2(s) + \frac{A_{11}(s)A_{22}(s)-1}{A_{21}(s)} V_2(s) = (A_{11}(s)Z_0(s) + \frac{A_{11}(s)A_{22}(s)-1}{A_{21}(s)}) \frac{I_1(s)}{A_{21}(s)Z_0(s)+A_{22}(s)} = (A_{11}(s) - \frac{1}{A_{21}(s)Z_0(s)+A_{22}(s)}) \frac{I_1(s)}{A_{21}(s)},$$

de unde:

$$A_{11}(s) = \frac{U(s)}{I_1(s)} A_{21}(s) + \frac{1}{A_{21}(s)Z_0(s)+A_{22}(s)} \quad (4.44)$$

și respectiv:

$$A_{12}(s) = \frac{U(s)}{I_1(s)} A_{22}(s) - \frac{Z_0(s)}{A_{21}(s)Z_0(s)+A_{22}(s)}. \quad (4.45)$$

Prin urmare, efectuând o măsurare suplimentară, tensiunea la bornele transductorului, când acesta se găsește în emisie, este posibil să se determine și celelalte elemente ale matricii generale a transductorului.

Calibrarea transductoarelor de ultrasunete după metoda propusă este valabilă în condițiile în care este îndeplinită condiția de liniaritate, ceea ce presupune ca transductorul să lucreze la nivele mici ale semnalului de excitație. Această condiție este în general îndeplinită pentru transductoarele utilizate în defectoscopie și aplicațiile pasive din medicină și de asemenea, poate fi îndeplinită ușor la calibrarea transductoarelor de măsură.

În condiții de nivel de semnal mare, apar erori suplimentare datorită prezenței în spectrul semnalului a unor componente inexistente în spectrul semnalului de excitație.

În ceea ce privește posibilitatea determinării coeficienților matricii generale a cuadripolului echivalent, trebuie menționate unele dificultăți ce apar în procesul de măsurare:

- pentru lichidele uzuale ce pot fi folosite ca mediu de propagare, impedanțele acustice sînt relativ apropiate între ele;
- modificarea distanței dintre transductor și reflector sau a suprafeței reflectorului conduce la modificarea raportului de transformare al vitezelor și într-o măsură foarte mică a impedanței mecanice;
- dificultăți importante apar la stabilirea defazajului între curentul de excitație și tensiunea recepționată în gol, necesitînd circuite speciale pentru determinarea acesteia.

Rezultă că la determinarea coeficienților matricii generale a cuadripolului echivalent transductorului, apar unele dificultăți care limitează precizia metodei; pentru majoritatea aplicațiilor este însă suficientă cunoașterea expresiei $(A_{21}Z_0 + A_{22})$, expresie ce permite determinarea mărimilor acustice care se folosesc curent în practică.

4.5. Calculul raportului de transformare a vitezelor K

Așa cum s-a arătat în capitolul 2, dispunerea transductorului și a punctului de observare, a reflectorului în cadrul acestei metode, produc un regim tranzitoriu suplimentar, a cărui durată se reduce o dată cu creșterea distanței dintre transductor și reflector. De asemenea, din considerente legate de creșterea sensibilității metodei de măsurare este indicat ca reflectorul să se găsească în interiorul cilindrului generat de normala la suprafața transductorului pe conturul acestuia, și să aibă dimensiuni mari, iar pentru ca regimul tranzitoriu să fie scurt reflectorul^{și} să fie de dimensiuni cât mai mici, ultimele două cerințe fiind contradictorii.

Deoarece se lucrează în regim de impuls, spectrul de frecvență al semnalelor ce intervin în cadrul metodei este teoretic infinit, însă din considerente de natură practică poate fi redus la o bandă de frecvențe, în afara căreia contribuția energetică a spectrului să fie neglijabilă.

Tinând seama de observațiile de mai sus se va considera că transductorul și reflectorul au suprafețe plane paralele și dispuse axial la o distanță z_0 pentru care:

$$k_0 r \gg 1, \quad (4.46)$$

unde k_0 este numărul de undă corespunzător celei mai joase frecvențe din banda de frecvențe a semnalelor, iar r raza vectoriale ce unește un punct oarecare de pe suprafața transductorului cu un punct oarecare de pe suprafața reflectorului. De asemenea, se va presupune că distanța r este mult mai mare decât dimensiunile geometrice ale transductorului și reflectorului, ceea ce implică:

$$\cos \theta_1 \approx 1 \quad \text{și} \quad r \approx z_0. \quad (4.47)$$

Dacă se consideră originea axelor de coordonate carteziene în centrul transductorului, iar axa z după direcția normalei la suprafața transductorului, relația (4.35) devine:

$$K = \frac{z_0^2 k^2}{4 \pi^2 S_1} \frac{\rho_0 c_0 - \rho_2 c_2}{\rho_0 c_0 + \rho_2 c_2} \int_{S_1} \left[\int_{S_2} \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left(\int_{S_1} \frac{e^{-jkr'}}{r'^2} ds_1 \right) ds_2 \right] ds_1 \quad (4.48)$$

sau schimbînd ordinea primelor două integrale:

$$K = \frac{z_0^2 k^2}{4 \pi^2 S_1} \frac{\rho_0 c_0 - \rho_2 c_2}{\rho_0 c_0 + \rho_2 c_2} \int_{S_2} \left(\int_{S_1} \frac{e^{-jkr}}{r^2} ds_1 \right)^2 ds_2. \quad (4.49)$$

Pentru evaluarea integralei din paranteză se poate face o dezvoltare asimptotică pentru e^{-jkr} în jurul unui punct critic /1, 17, 161, 185/; această dezvoltare se va face numai pentru exponentul exponențialei, deoarece variația de fază este rapidă, în timp ce pentru numitor r poate fi aproximat cu z_0 . Prin punct critic de speța I se înțelege acel punct din domeniul de definiție al unei funcții complexe pentru care se anulează derivatele parțiale de ordinul I.

Deoarece:

$$r = \sqrt{z_0^2 + (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}, \quad (4.50)$$

unde s-a notat cu $(x, y, 0)$ coordonatele unui punct de pe suprafața transductorului și (x_0, y_0, z_0) coordonatele unui punct de pe suprafața reflectorului, se poate scrie:

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x-x_0}{\sqrt{z_0^2 + (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}} = 0, \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y-y_0}{\sqrt{z_0^2 + (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}} = 0. \quad (4.52)$$

Pe baza relațiilor (4.51) și (4.52) rezultă că punctul critic de speța I va avea coordonatele x_0, y_0 , cu condiția ca acest punct să aparțină domeniului de integrare S_1 ; de aici rezultă că proiecția suprafeței S_2 în planul $z=0$ trebuie să fie conținută în S_1 .

În condițiile de mai sus, r poate fi dezvoltat în serie Taylor:

$$r = z_0 + \frac{1}{2z_0} (x-x_0)^2 + \frac{1}{2z_0} (y-y_0)^2 + \dots \quad (4.53)$$

și deci, neglijînd termenii de ordin superior:

$$I = \int_{S_1} \frac{e^{-jkr}}{r^2} ds_1 = \frac{1}{z_0^2} \int_{S_1} e^{-jk \left[z_0 + \frac{1}{2z_0} (x-x_0)^2 + \frac{1}{2z_0} (y-y_0)^2 \right]} dx dy =$$

$$= \frac{e^{-jkz_0}}{z_0^2} \int_{S_1} e^{-j \frac{k}{2z_0} [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]} dx dy. \quad (4.54)$$

Dacă se face o translatare a axelor de coordonate

$$\xi = x - x_0,$$

$$\eta = y - y_0,$$

(4.55)

integrala de mai sus se poate descompune în două integrale de tipul funcției erorilor /1/, care se integrează numeric.

Inlocuind expresia (4.53) în (4.49) se obține:

$$K = \frac{k^2 e^{-jkr}}{4\pi^2 z_0^2 S_1} \frac{\rho_0^c c_0 - \rho_2^c c_2}{\rho_0^c c_0 + \rho_2^c c_2} \int_{S_2} I^2(x_0, y_0) dx_0 dy_0. \quad (4.56)$$

Un caz particular este acela în care suprafața reflectorului este infinită, situație echivalentă cazului în care se folosesc două transductoare identice situate la distanța $2z_0$ unul față de celălalt. În acest caz, relația (4.49) devine:

$$K = \frac{z_0^2 k^2}{4\pi^2 S_1} \frac{\rho_0^c c_0 - \rho_2^c c_2}{\rho_0^c c_0 + \rho_2^c c_2} \int_{S_1} \left(\int_{S_1} \frac{e^{-jkr}}{r^2} ds_1 \right) ds_1' =$$

$$= \frac{k^2 e^{-2kz_0}}{16\pi^2 z_0^2 S_1} \frac{\rho_0^c c_0 - \rho_2^c c_2}{\rho_0^c c_0 + \rho_2^c c_2} \int_{S_1} I(x_0, y_0) dx_0 dy_0. \quad (4.57)$$

Trebuie menționat că în cazul în care nu este îndeplinită corect condiția (4.43) este necesară introducerea unei corecții de joasă frecvență care derivă din aproximarea $(1+jkr) \approx jkr$ și anume:

$$1+jkr = \sqrt{1+k^2 r^2} \exp(j \arctg(k \cdot r)) \approx k \cdot r \cdot \exp(j \arctg(k \cdot r)). \quad (4.58)$$

4.6. Calculul impedanței mecanice medii Z'_0

Determinarea valorii impedanței mecanice medii Z'_0 se va efectua pe baza ipotezelor din paragraful precedent. Această impedanță reprezintă impedanța mecanică echivalentă a mediului pe suprafața transductorului S_1 , pentru unda reflectată de către reflector.

Conform relației de definiție (4.37), ținând seama de integralele lui Rayleigh, se poate scrie:

$$Z'_0(s) = \frac{\int_{S_1} \frac{s c_0}{2\sqrt{r}} \int_{S_2} v_{r2}(s) \frac{e^{-jkr}}{r^2} ds_2 ds_1}{\frac{1}{S_1} \int_{S_1} \frac{1}{2\sqrt{r}} \int_{S_2} v_{r2}(s) e^{-jkr} \frac{1+jkr}{r^2} \cos \Theta_1 ds_2 ds_1} \quad (4.59)$$

Deoarece s-a presupus că este îndeplinită condiția (4.43), relația (4.59) devine:

$$Z'_0(s) = \frac{s c_0}{k} S_1 \frac{\int_{S_1} \int_{S_2} v_{r2}(s) \frac{e^{-jkr}}{r} ds_1 ds_2}{\int_{S_1} \int_{S_2} v_{r2}(s) \frac{e^{-jkr}}{r} \cos \Theta_1 ds_1 ds_2} \quad (4.60)$$

Aplicînd teorema generală a mediei [149], se obține:

$$Z'_0(s) = \rho_0 c_0 S_1 \frac{\int_{S_1} \int_{S_2} v_{r2}(s) \frac{e^{-jkr}}{r} ds_1 ds_2}{\cos \Theta_0 \int_{S_1} \int_{S_2} v_{r2}(s) \frac{e^{-jkr}}{r} ds_1 ds_2} = \frac{\rho_0 c_0 S_1}{\cos \Theta_0} = \frac{Z_0}{\cos \Theta_0}, \quad (4.61)$$

unde Θ_0 are o valoare în intervalul de variație a unghiului dintre raza vectorie și normala la planul S_1 . Dacă schema de măsurare prezintă simetrie axială, intervalul de variație pentru Θ_0 se restrînge la $(0 - \Theta_{\max})$ unde Θ_{\max} reprezintă unghiul maxim dintre raza vectorie și normala la suprafața transductorului.

Dezvoltînd în serie $\frac{1}{\cos \Theta_0}$, relația (4.61) devine:

$$Z'_0 = Z_0 \left(1 + 2 \sin^2 \frac{\Theta_0}{2} \right). \quad (4.62)$$

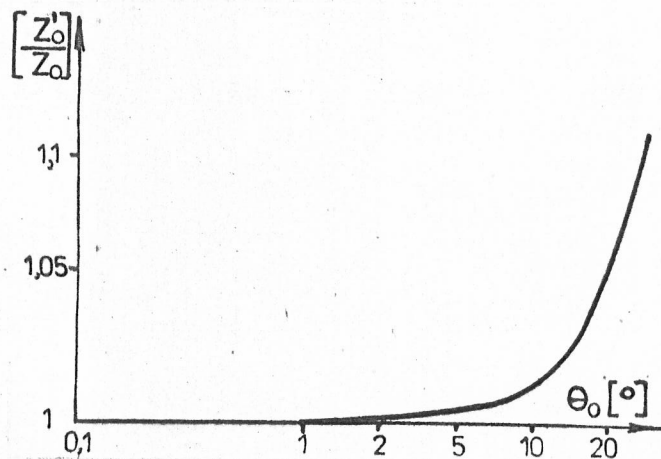


Fig.4.5.

o eroare mai mică decît 6%:

În figura 4.5, este reprezentat graficul de variație pentru raportul Z'_0/Z_0 în funcție de Θ_0 ; se constată că pentru unghiuri Θ_0 mai mici decît 20° , eroarea este mai mică decît 6%. În cazul general este de altfel de așteptat ca $\Theta_0 < \Theta_{\max}$ și deci pentru unghiuri mai mici decît 20° , rezultă că se poate scrie cu

$$Z'_0 = Z_0 \quad (4.63)$$

În aceste condiții, relația (4.40) va fi:

$$\frac{U_0(s)}{I_1(s)} = \frac{2K \cdot Z_0}{(A_{21}(s)Z_0 + A_{22}(s))Z_0} \quad (4.64)$$

Prin urmare, pentru unghiuri Θ mici $(A_{21}(s)Z_0 + A_{22}(s))$ se poate determina dintr-o singură măsurare a tensiunii de ieșire, pentru un curent de excitație dat; pentru determinarea parametrilor matricei de lanț este obligatoriu ca să se facă două măsurări în medii acustice diferite. În practică, nu este necesară cunoașterea parametrilor matricei de lanț, ci numai a expresiei $(A_{21}(s)Z_0 + A_{22}(s))$, cu ajutorul căreia vor putea fi determinați o serie de parametri și mărimi ce caracterizează transductoarele de ultrasunete.

4.7. Determinarea unor mărimi acustice pe baza metodei propuse

În condițiile impuse în paragrafele 4.5 și 4.6, din expresia (4.64) rezultă:

$$\Psi(s) = A_{21}(s)Z_0 + A_{22}(s) = \sqrt{2KZ_0 \frac{I_1(s)}{U_0(s)}}, \quad (4.65)$$

care reprezintă parametrul de calibrare al transductorului. Cunoșcând acest parametru, este posibilă determinarea unor mărimi acustice ale câmpului ultrasonor generat de către transductor.

Astfel pe baza relației (4.27) se poate determina transformata Laplace a vitezei undei emise de transductor:

$$V_1(s) = \frac{I_1(s)}{\Psi(s)} = \sqrt{\frac{U_0(s)I_1(s)}{2Z_0K(s)}}, \quad (4.66)$$

iar din relația (4.38) media componentei normale a vitezei recepționate:

$$\tilde{V}'_1(s) = \frac{U_0(s)}{2Z_0} \Psi(s) = \sqrt{\frac{U_0(s)I_1(s)K(s)}{2Z_0}}. \quad (4.67)$$

Aplicând transformatele Laplace inverse, mărimile de mai sus se pot determina în domeniul timp.

Pornind de la forma generalizată a teoremei lui Parseval [83, 111], se poate determina spectrul de energie și energia acustică emisă de către transductorul de ultrasunete.

Energia acustică w emisă de transductor are expresia /6,
10/

$$w = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)v(t)dt, \quad (4.68)$$

unde $f(t)$ reprezintă forța cu care transductorul acționează asupra mediului iar $v(t)$ - viteza undei emise; In domeniul frecvență, relația (4.68) devine:

$$w = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(j\omega) V(-j\omega) d\omega, \quad (4.69)$$

în care $F(j\omega)$ și $V(j\omega)$ reprezintă transformatele Fourier ale semnalelor $f(t)$ și $v(t)$.

Deoarece viteza normală la suprafața transductorului este o mărime reală $V(-j\omega)$ reprezintă conjugata funcției $V(j\omega)$ /25, 26/, adică:

$$V(-j\omega) = V^*(j\omega). \quad (4.70)$$

Dacă se ține seama de impedanța mecanică

$$Z(j\omega) = \frac{F(j\omega)}{V(j\omega)} = R(j\omega) + jX(j\omega), \quad (4.71)$$

în care $R(j\omega)$ este funcție pară, iar $X(j\omega)$ este funcție impară /25, 26/ expresia (4.69) devine:

$$w = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V(j\omega)Z(j\omega)V^*(j\omega)d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Z(j\omega)|V(j\omega)|^2d\omega. \quad (4.72)$$

Pe baza observației de la relația (4.71), expresia (4.72) va fi:

$$w = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |V(j\omega)|^2 R(j\omega) d\omega, \quad (4.73)$$

relație ce reprezintă formula de calcul a energiei acustice în domeniul frecvență.

Dacă se particularizează expresia (4.73) pentru metoda propusă, rezultă că $V(j\omega)$ se înlocuiește cu $V_1(j\omega)$, iar $R(j\omega)$ cu $\text{Re}\{Z_0\}$; înlocuind (4.66) în (4.73) rezultă:

$$\begin{aligned} w &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|I_1^2(j\omega)|}{|A_{21}(j\omega)Z_0 + A_{22}(j\omega)|^2} \text{Re}\{Z_0\} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|U(j\omega)| \cdot |I(j\omega)|}{|Z_0| \cdot |K|} \text{Re}\{Z_0\} d\omega. \end{aligned} \quad (4.74)$$

Trecerea de la transformata Laplace la transformata Fourier este posibilă în măsura în care transductorul lucrează atât în regim de emisie, cât și în regim de recepție cu condiții inițiale nule /25, 26, 111, 151/.

Spectrul de energie al semnalului acustic emis este reprezentat de integrantul din (4.74).

4.8. Influența atenuării undelor acustice asupra măsurărilor

În procesul de propagare al undelor acustice apare în mod inevitabil un fenomen de atenuare a ultrasunetelor datorită caracteristicii de directivitate și a împrăștierei fasciculului din cauza particulelor conținute în mediul de propagare, cât și din cauza absorbției de energie acustică și a schimbării modului de propagare /5, 6, 40, 69, 169/.

Modificarea cîmpului acustic datorată caracteristicii de directivitate a transductoarelor a fost cuprinsă în relațiile de calcul; de asemenea s-a presupus că în mediu nu se pot propaga decât unde acustice longitudinale și prin urmare nu apar pierderi din cauza schimbării de mod. Împrăștierea fasciculului de ultrasunete de către particulele străine conținute de mediul de propagare și absorbția de energie acustică este caracterizată de coeficientul de atenuare α , care reduce amplitudinea mișcării, viteza sau presiunea conform legii:

$$x = x_0 e^{-\alpha r}, \quad (4.75)$$

unde x reprezintă mărimea acustică la distanța r față de punctul de referință unde mărimea acustică este x_0 .

Alți autori /40, 161/ introduc atenuarea în numărul de undă k care este exprimat în formă complexă:

$$k' = k - j\alpha, \quad (4.76)$$

cele două definiții fiind echivalente.

În literatura de specialitate se admite că α depinde de frecvență conform relației /6, 40/:

$$\alpha = \beta_1 f + \beta_2 f^n, \quad (4.77)$$

în care β_1 și β_2 sînt constante de material, f este frecvența, iar n depinde de valoarea raportului λ/D , unde D este diametrul particulelor străine din mediu. De asemenea atenuarea depinde și de temperatura mediului.

Se constată că la creșterea frecvenței este predominant termenul al doilea din (4.77); de exemplu, pentru apă distilată degazată, la 20°C, în /90/ este dată o atenuare de 0,02 dB/cm. MHz, valoare apropiată de valorile date în /189, 199/.

Deoarece atenuarea nu este cunoscută precis și depinde de o serie de parametri greu de controlat, este bine ca ea să fie determinată prin metodele cunoscute /88/ pentru condițiile concrete din schema de măsurare.

În ceea ce privește cuprinderea atenuării în calculul parametrilor acustici descriși anterior, soluția cea mai convenabilă este aceea de a considera numărul de undă complex, conform cu (4.76).

4.9. Surse de erori la calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls

Așa cum s-a arătat în capitolul 3, proprietatea de reciprocitate a transductoarelor rezultă din considerarea acestora ca sisteme conservative, adică sisteme pentru care variația de energie din unitatea de volum este o diferențială exactă /6, 78/; pentru amplitudini mici ale oscilațiilor, procesele de schimbare de energie între partea mecanică și partea electrică și invers au un caracter adiabatic /167/ și deci condiția de mai sus este îndeplinită.

Prin urmare, principala condiție impusă transductoarelor piezoelectrice pentru a fi îndeplinită, proprietatea de reciprocitate este ca ele să lucreze în regim liniar, la semnale de nivel mic, adică în condiții adiabactice, astfel încât termenii neliniari să fie neglijabili. În cadrul metodei propuse această cerință trebuie să fie îndeplinită în regim de emisie, ceea ce implică îndeplinirea condiției și în regim de recepție.

Din punct de vedere practic, verificarea îndeplinirii condiției de reciprocitate se poate face modificând nivelul de intrare cu un număr de dB și măsurând nivelul la recepție; în cazul în care fenomenele sînt liniare și este îndeplinită proprietatea de reciprocitate, nivelul de recepție trebuie să se modifice cu același număr de dB ca și semnalul de la intrare.

La determinarea valorii raportului de transformare a vitezelor K în paragraful 4.5, s-a presupus că suprafețele transducto-

rului și reflectorului sînt plane, paralele și dispuse axial. În cazul în care condițiile de paralelism și axialitate nu sînt îndeplinite, calculul exact al lui K se va face cu relația (4.35).

Dacă suprafețele transductorului și reflectorului fac între ele un unghi diedru δ , componenta normală a vitezei pe reflector va deveni $V_{r2} \cos \delta$, iar componenta normală a vitezei recepționate de transductor va fi $V_1 \cos \delta$; în aceste condiții raportul de transformare a vitezelor K' devine:

$$K' = K \cos^2 \delta = K(1 - \sin^2 \delta). \quad (4.78)$$

Dacă δ este mic ($\delta \leq 4^\circ$), relația de mai sus se poate aproxima astfel:

$$K' \cong K(1 - \delta^2), \quad [\delta] = \text{radiani}. \quad (4.79)$$

Pentru evaluarea erorii de axialitate se consideră caracteristica de directivitate a transductorului /6, 167/; pentru abateri mici de la axialitate, eroarea suplimentară ce apare poate fi neglijată, dacă transductorul nu are o focalizare prea pronunțată. Practic se vor poziționa astfel transductorul și reflectorul încît semnalul recepționat să fie maxim.

Abaterile de la planeitate a reflectorului produce o dispersare suplimentară a fascicolului de ultrasunete; pentru ca erorile introduse de abaterea de la planeitate și rugozitatea suprafeței reflectorului să fie cît mai mici se impune condiția ca amplitudinea medie a rugozității să fie mai mică decît $1,5 \mu\text{m}$, abaterea de la planeitate să fie mai mică decît $\pm 25 \mu\text{m}$, iar grosimea reflectorului trebuie să fie suficient de mare pentru a putea distinge impulsurile provenite de la partea posterioară a reflectorului /41/.

Datorită faptului că funcționarea transductorului este în regim de impuls, banda de frecvențe a semnalelor electrice și acustice ce intervin în procesul de măsurare este teoretic infinită. Din punct de vedere practic prezintă importanță numai spectrul de frecvențe din interiorul unei benzi de frecvențe, astfel alese, încît energia conținută de spectrul din afara benzii, să fie neglijabilă.

Deși transductoarele de ultrasunete au proprietăți rezonante, pentru a realiza regimuri tranzitorii cît mai scurte, acestea se amortizează, ceea ce face ca banda de frecvențe să crească. De menționat că în banda de frecvențe a transductorului pot apare o serie de maxime și de minime ce caracterizează diferite moduri de

oscilație ale transductorului /57, 69, 93, 99/.

Atît circuitele electrice exterioare, cît și impedanțele mecanice conectate la transductor, produc modificarea caracteristicii de frecvență globale și a frecvenței de rezonanță mecanică /41, 93/, însă ponderea energetică maximă rămîne concentrată în jurul acestei frecvențe.

Datorită comportării transductorului ca un circuit de tip filtru trece bandă, forma impulsurilor electrice obținute la ieșirea transductorului poate fi aproximată cu o funcție sinusoidală modulată cu un impuls gaussian /5, 126, 164, 192/, adică:

$$s(t) = S_0 e^{-\tau^2 t^2} \sin \omega_0 t \quad (4.80)$$

sau în domeniul frecvență /25/:

$$S(j\omega) = S_0 \sqrt{\frac{\pi}{\tau}} e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{2\tau}\right)^2} \quad (4.81)$$

Pe baza relației de mai sus, pentru o valoare τ dată, se poate calcula banda de frecvență corespunzătoare, astfel încît în afara ei, energia conținută în spectru să fie mai mică decît o valoare impusă; în /164/ se arată că banda de frecvențe pentru asemenea semnale B_f , în interiorul căreia este cuprinsă 90% din energia semnalului, poate fi calculată cu ajutorul relației:

$$B_f = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi}}, \quad (4.82)$$

centrată în jurul frecvenței f_0 .

Calibrarea transductoarelor de ultrasunete și determinarea mărimilor acustice pe baza metodei propuse, presupun cunoașterea curentului de excitație și a tensiunii recepționate în gol, în funcție de timp. Principial, aceste mărimi pot fi determinate cu o precizie mai bună de 1%, însă trebuie acordată o mare atenție faptului că se lucrează în regim de impuls, la o frecvență mare de lucru, într-o bandă largă de frecvențe.

CAPITOLUL 5

APLICAREA METODEI PROPUSE DE CALIBRARE PENTRU TRANSDUCTOARE PIEZOELECTRICE PLANE CIRCULARE

5.1. Introducere

Transductoarele piezoelectrice avînd forma unui disc circular plan au o largă utilizare în cadrul aplicațiilor active și pasive ale ultrasunetelor datorită caracteristicii lor de directivitate simetrice.

În cadrul acestui capitol se va prezenta modul de calibrare și de determinare ai unor parametri și mărimi acustice pentru transductoare plane circulare ce folosesc ca mediu de propagare lichide cu vîscozitate mică, pe baza metodei autoreciprocității în impuls. Metoda poate fi folosită în egală măsură și pentru transductoare avînd alte forme, cu unele modificări corespunzătoare.

La stabilirea metodei practice de calibrare s-au avut în vedere observațiile făcute la paragrafele 4.4 - 4.9, astfel încît rezultatele obținute să fie însoțite de erori cît mai mici.

5.2. Schema bloc a instalației pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls

După cum s-a arătat în capitolul precedent, metoda de calibrare propusă necesită măsurarea a două mărimi de natură electrică: curentul de excitație al transductorului pentru emisia impulsului ultrasonor și tensiunea recepționată în gol la bornele transductorului, proporțională cu ecoul primit.

Schema de măsurare trebuie să țină seama de următoarele cerințe impuse de principiul metodei de calibrare:

1) poziționarea transductorului și reflectorului trebuie să fie axială cu suprafețele paralele, la o distanță suficient de mare încît să fie îndeplinită condiția de cîmp îndepărtat (4.43) pentru cea mai joasă frecvență din banda de frecvență considerată; de asemenea, prin distanța aleasă între transductor și reflector tre-

buie să se asigure îndeplinirea condiției (4.60);

2) baia de lucru în care se găsește transductorul, reflectorul și mediul de propagare, trebuie să fie astfel construită încât să excludă posibilitatea apariției unor semnale ultrasonore parazite;

3) schemele de măsurare ale curentului și tensiunii nu trebuie să perturbe circuitele electrice ale transductorului și să nu impună modificarea acestuia.

Trebuie remarcat faptul că pentru transductoarele piezoelectrice obișnuite condițiile (4.43) și (4.60) nu sînt deosebit de severe; de exemplu, pentru un transductor avînd diametrul de 24 mm, un reflector cu diametrul de 20 mm și mediu de propagare apă ($c = 1500$ m/s), dacă se consideră că frecvența minimă a benzii de frecvențe a transductorului definită din punct de vedere energetic este 20 kHz, rezultă din (4.43), $Z_{omin} = 11,9$ cm, iar din (4.60), $Z_{omin} = 6$ cm.

În ce privește baia de lucru, ea trebuie să fie prevăzută cu dispozitive de fixare și poziționare a transductorului și reflectorului; ca mediu de propagare se poate folosi apă degazată. Pentru ca să nu apară reflexii de la pereții băii, aceștia se acoperă cu spume poliuretanică avînd forma unor piramide dispuse una lîngă alta, cu vîrfurile spre interior.

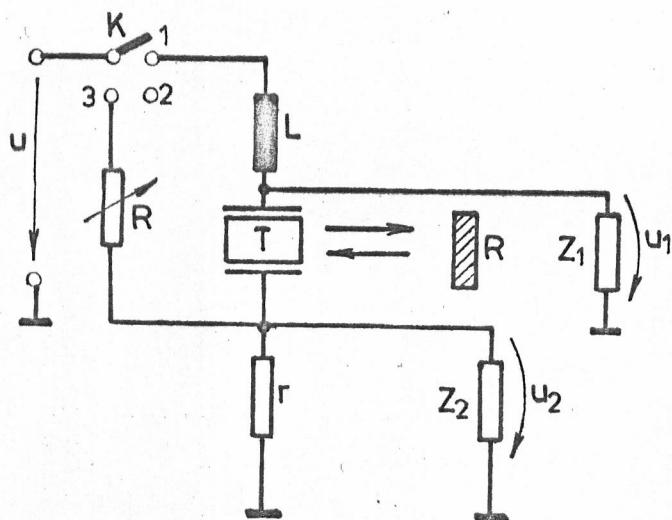


Fig.5.1.

Schema se alimentează de la sursa de tensiune $u(t)$ dacă comutatorul K este pe poziția 1, bobina L avînd rolul de a compensa capacitățile parazită a transductorului la frecvența pro-

Pentru îndeplinirea celei de-a treia condiții, se va alege o metodă de inserție pentru măsurarea tensiunii în gol /15, 88, 203/; această metodă are avantajul că permite și măsurarea curentului de excitație. Schema de măsurare este prezentată în figura 5.1, în care transductorul de măsurat T, emite un fascicul de ultrasunete ce se reflectă de către re-

prie de rezonanță. În serie cu transductorul este conectată o rezistență de valoare mică r , la care se poate aplica tensiunea de alimentare $u(t)$ prin intermediul rezistenței reglabile R , atunci când comutatorul K se găsește pe poziția 3. Impedanțele Z_1 și Z_2 reprezintă impedanțele de intrare ale amplificatoarelor de măsură, nefigurate în schemă, la bornele lor obținându-se tensiuni proporționale cu tensiunea de la bornele transductorului și respectiv cu tensiunea de la bornele rezistenței r .

Procesul de măsurare are loc în trei etape:

Etpa I-a, de emisie, constă în alimentarea transductorului de la sursa de tensiune $u(t)$ prin intermediul comutatorului K pus pe poziția 1. În acest caz, la bornele rezistenței r se obține o tensiune $u_{21}(t)$, proporțională cu curentul prin transductor, $i(t)$.

Dacă se consideră transformatele Laplace ale mărimilor de mai sus se poate scrie:

$$U_{21}(s) = I(s) \cdot r \quad (5.1)$$

Prin urmare, la această etapă se realizează determinarea curentului de excitație al transductorului. Pentru ca rezistența r să nu perturbe funcționarea circuitului este necesar să fie îndeplinite condițiile:

$$r \ll \text{Min} \{ |Z_t|, |Z_2| \}, \quad (5.2)$$

unde cu $\text{Min} \{ \cdot \}$ s-a notat valoarea minimă a mulțimii înscrise, Z_t fiind impedanța de intrare a porții electrice a transductorului.

O condiție suplimentară trebuie impusă duratei curentului de excitație, care va fi astfel aleasă încît să nu se suprapună peste impulsul recepționat, iar frecvența de repetiție a curentului de excitație se alege astfel încît să nu se suprapună semnalul recepționat peste curentul de excitație. Dacă condițiile de mai sus sînt îndeplinite, rezultă că transductorul lucrează cu condiții inițiale nule atît în regim de emisie, cît și în regim de recepție.

În etapa a II-a se realizează recepționarea ecoului primit de la reflector; în acest caz comutatorul K se va găsi pe poziția 2 și se măsoară tensiunea ce apare la bornele impedanței Z_1 , $u_{12}(t)$. Dacă se consideră că tensiunea la bornele transductorului în gol este $u_0(t)$, valoarea tensiunii $u_{12}(t)$, în operațional, va fi:

$$U_{12}(s) = \frac{Z_1(s)}{Z_t(s) + Z_1(s) + r} U_0(s). \quad (5.3)$$

Etapa a III-a este etapa de etalonare; se trece comutatorul K pe poziția 3 și se măsoară tensiunea ce apare la bornele impedanței Z_1 , $u_{13}(t)$. Considerînd transformatele Laplace ale tensiunii $u_{13}(t)$ și $u(t)$ ca fiind $U_{13}(s)$ și respectiv $U(s)$, se poate scrie:

$$U_{13}(s) = \frac{U(s)}{R + \frac{r(Z_t(s) + Z_1(s))}{r + Z_t(s) + Z_1(s)}} \cdot \frac{r \cdot Z_1(s)}{r + Z_t(s) + Z_1(s)}. \quad (5.4)$$

Impărțind relațiile (5.3) la (5.4) se obține:

$$U_0(s) = \frac{U_{12}(s)}{U_{13}(s)} U(s) \frac{r}{R + \frac{r(Z_t(s) + Z_1(s))}{r + Z_t(s) + Z_1(s)}}. \quad (5.5)$$

Dacă se presupune că $R \gg r$, numitorul expresiei (5.5) poate fi dezvoltat în serie; neglijînd termenii de ordin superior, rezultă:

$$U_0(s) = \frac{U_{12}(s)}{U_{13}(s)} U(s) \frac{r}{R} \left(1 - \frac{r}{R} \frac{Z_t(s) + Z_1(s)}{r + Z_t(s) + Z_1(s)} \right). \quad (5.6)$$

Cu o aproximație mai bună decît r/R , se poate scrie:

$$U_0(s) = \frac{r}{R} \frac{U(s)}{U_{13}(s)} U_{12}(s). \quad (5.7)$$

Dacă tensiunea $u(t)$ este o funcție armonică, rezultă că și $u_{13}(t)$ este o funcție armonică, iar raportul $U(s)/U_{13}(s)$ va fi egal cu raportul amplitudinilor în cazul în care cele două tensiuni sînt în fază.

Pe baza relațiilor stabilite mai sus, rezultă că pentru determinarea curentului de excitație este necesară cunoașterea precisă a tensiunii $u_{21}(t)$ și a rezistenței r , iar pentru determinarea tensiunii recepționate de către transductor în gol, este necesară cunoașterea tensiunii $u_{12}(t)$, a raportului rezistențelor r/R și a raportului amplitudinilor tensiunilor $u(t)$ și $u_{13}(t)$ (tensiunile $u(t)$ și $u_{13}(t)$ se folosesc la etalonarea schemei de măsurare și sînt tensiuni armonice în regim permanent).

Prin urmare, în relațiile de mai sus, semnale de tip impuls vor fi $u_{21}(t)$ și deci $i_1(t)$ și respectiv $u_{12}(t)$ și deci $u_0(t)$.

Din punct de vedere practic, avînd în vedere banda largă de frecvențe în care se lucrează, pot apare dificultăți la reali-

zarea rezistenței r , care poate fi un șunt de înaltă frecvență /67, 138/ și la realizarea comutatorului K . În practică, în locul comutatorului K pot fi folosite două diode rapide în paralel, conectate cu polarități diferite; pentru a nu introduce erori importante, este necesar ca tensiunea de alimentare să fie mult mai mare decât tensiunea de deschidere a diodelor, în timp ce tensiunea recepționată trebuie să fie mai mică decât tensiunea de deschidere a diodelor. Presupunând că tensiunea $u(t)$ are forma unor trenuri de impulsuri, la apariția unui impuls se deschid diodele, permițând aplicarea în circuitul transductorului a impulsului de curent, după care diodele vor izola circuitul transductorului, lăsându-l în gol; în acest caz, pentru etalonare se va folosi un generator suplimentar de tensiune.

5.3. Determinarea parametrului de calibrare

Determinarea parametrului de calibrare $\Psi(s)$ se face cu ajutorul relației (4.62):

$$\Psi(s) = A_{21}(s) Z_0 + A_{22}(s) = \sqrt{2KZ_0} \frac{I_1(s)}{U_0(s)}.$$

Din punct de vedere practic este mult mai convenabilă cunoașterea transformatei Fourier a parametrului de calibrare decât a transformatei Laplace a acestui parametru. Așa cum s-a arătat în paragraful precedent, regimul de emisie-recepție pentru transductor se alege astfel încât să se asigure pentru transductor condiții inițiale nule la trecerea într-un alt regim; în acest caz $I_1(s)$, $U_0(s)$ reprezintă transformata Laplace ale unor mărimi cu condiții inițiale nule, trecerea de la transformata Laplace la transformata Fourier se poate face prin înlocuirea directă a lui s cu $j\omega$ /25, 26, 111, 151/.

În condițiile de mai sus, relația (4.62) se poate scrie:

$$\Psi(j\omega) = A_{21}(j\omega)Z_0(j\omega) + A_{22}(j\omega) = \sqrt{2K(j\omega)Z_0(j\omega)} \frac{I_1(j\omega)}{U_0(j\omega)}. \quad (5.8)$$

Prin urmare, pentru determinarea parametrului de calibrare este necesară cunoașterea raportului de transformare al vitezelor $K(j\omega)$, impedanța mecanică a mediului de propagare Z_0 , curentul de excitație al transductorului și tensiunea recepționată de transductor având bornele în gol; impedanța mecanică a mediului de

propagare se poate determina cu relația (4.24), însă pentru determinarea celorlalte mărimi sînt necesare unele precizări suplimentare.

5.3.1. Determinarea raportului $K(j\omega)$ pe baza diagramelor AVG

Raportul de transformare al vitezelor din mediul de propagare poate fi determinat cu ajutorul relației (4.56), împreună cu corecția dată de (4.58):

$$K(j\omega) = \frac{k^2}{4\pi^2 z_0^2 S_1} \cdot \frac{S_0 c_0 - S_2 c_2}{S_0 c_0 + S_2 c_2} \exp[2j(\arctg kz_0 - kz_0)] \int_{S_2} I^2(x_0, y_0) dx_0 dy_0 =$$

$$= |K(j\omega)| \exp 2j(\arctg kz_0 - kz_0). \quad (5.9)$$

Pentru anumite forme geometrice ale suprafețelor S_1 și S_2 , în cazul folosirii unor reflectori ideali, în literatura de specialitate sînt date curbele AVG introduse de Krautkramer în 1959 /16, 29, 146, 202/ (germană Abstand=distanță, Verstärkung=amplificare, Grösse=mărime), curbe ce se folosesc în defectoscopie. Aceste curbe reprezintă amplitudinea relativă V a presiunii acustice medii a ecoului P față de presiunea acustică medie a undei emise P_0 , în dB, în funcție de distanța normalizată:

$$A = 4z_0 \lambda / D^2 \quad (5.10)$$

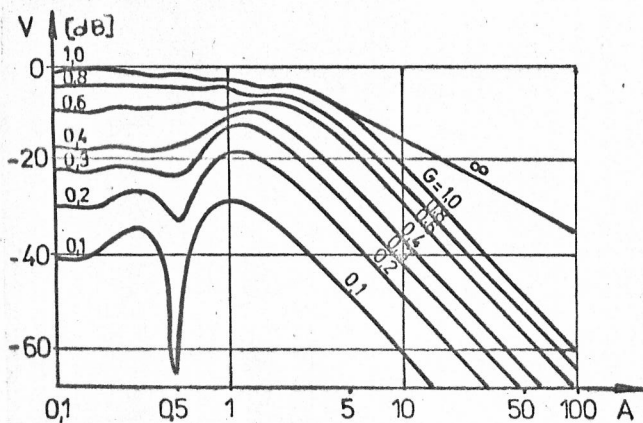


Fig.5.2.

toare circulare. Prin urmare se poate scrie:

unde z_0 este distanța dintre transductor și reflector, λ este lungimea de undă pentru mediul considerat, iar D este diametrul transductorului-avînd ca parametru G raportul dintre diametrul reflectorului d și diametrul transductorului. În figura 5.2 sînt prezentate după /202/ diagramele AVG pentru transductoare și reflec-

$$V_{(A,G)} = 20 \lg \frac{|P|}{|P_0|} \quad (5.11)$$

Dacă în relația de mai sus se amplifică fracția din membrul drept cu S_1 și se simplifică cu Z_0 se obține:

$$V_{(A,G)} = 20 \lg \left| \frac{\tilde{V}_1}{V_1} \right| \quad (5.12)$$

Rezultă că $V_{(A,G)}$ reprezintă modulul raportului de transformare al vitezelor în dB, definit de relația (4.35), în formă normalizată, pentru un reflector ideal.

În aceste condiții relația (5.9) devine:

$$K(j\omega) = \frac{\rho_0 c_0 - \rho_2 c_2}{\rho_0 c_0 + \rho_2 c_2} 10^{\frac{V_{(A,G)}}{20}} \exp 2j(\arctg kz_0 - kz_0) \quad (5.13)$$

Dacă se ține seama și de atenuarea introdusă de mediul de propagare, conform relației (4.75), se obține:

$$K(j\omega) = \frac{\rho_0 c_0 - \rho_2 c_2}{\rho_0 c_0 + \rho_2 c_2} 10^{\frac{V_{(A,G)}}{20}} \exp 2(j \arctg kz_0 - jkz_0 + \alpha z_0) \quad (5.14)$$

Trebuie remarcat faptul că relația de mai sus este o funcție de frecvență deoarece $V_{(A,G)}$ depinde de lungimea de undă și de asemenea numărul de undă k . Practic, dacă se cunosc diametrele transductorului și reflectorului se poate determina G , iar din familia de curbe se selectează curba corespunzătoare; deoarece Z_0 este de asemenea cunoscut, se poate obține dependența $V_{(A,G)}$ în funcție de frecvență.

5.3.2. Determinarea transformatelor Fourier pentru curentul de excitație și tensiunea recepționată în gol

Așa cum s-a arătat în paragraful 5.2, folosind o metodă de inserție, se pot determina impulsurile curentului de excitație și tensiunii recepționate în gol la bornele transductorului în funcție de timp, forma lor fiind reprezentată în figura 5.3. Datorită propagării undei acustice în mediul de propagare, apare o întârziere T între cele două impulsuri. Deoarece distanța dintre transductor și reflector este mult mai mare decât grosimea transductorului și de asemenea, viteza de propagare a undei în transductor este mult mai mare decât viteza de propagare a undei în mediul de

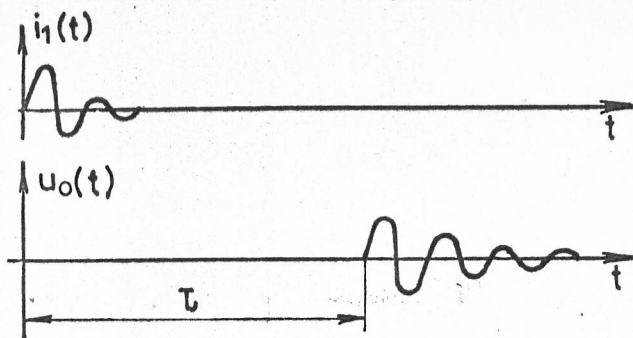


Fig.5.3.

propagare, rezultă că întârzierile datorate transductorului sînt neglijabile în comparație cu întârzierea dată de propagarea undei prin mediul de propagare, rezultînd:

$$\tau \approx \frac{2z_0}{c_0} \quad (5.15)$$

Intrucît cele două impulsuri sînt semnale reale, ele admit transformate Fourier /111, 171/:

$$I_1(j\omega) = \int_0^{\infty} i_1(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (5.16)$$

$$U_0(j\omega) = \int_0^{\infty} u_0(t) e^{-j\omega t} dt.$$

Dacă se consideră funcția:

$$u'_0(t) = u_0(t+\tau), \quad (5.17)$$

aplicînd teorema întârzierii /25, 26/ pentru ultima relație din (5.16) se obține:

$$U_0(j\omega) = U'_0(j\omega) e^{-j\omega\tau}, \quad (5.18)$$

unde $U'_0(j\omega)$ reprezintă transformata Fourier a semnalului $u'_0(t)$.

Prin urmare, nu este necesar ca cele două semnale $i_1(t)$ și $u_0(t)$ să aibă aceeași origine a timpului, ci ele pot fi înregistrate și prelucrate separat.

Dacă se înlocuiește τ în (5.18) cu valoarea dată de (5.15), rezultă:

$$U_0(j\omega) = U'_0(j\omega) e^{-2jkz_0}. \quad (5.19)$$

Pe baza valorilor determinate mai sus, se poate calcula parametrul de calibrare conform relației (5.8):

$$\psi(j\omega) = \sqrt{2 \frac{S_0 c_0 - S_2 c_2}{S_0 c_0 + S_2 c_2} (S_0 c_0 S_1) \cdot 10^{\frac{V(A,G)}{20}} \cdot e^{2\alpha z_0} \cdot e^{2j \arctg k z_0} \frac{I_1(j\omega)}{U'_0(j\omega)}} \quad (5.20)$$

Se constată că în relația de mai sus, întârzierea ce apare din cauza timpului de propagare s-a simplificat, ceea ce era de așteptat, deoarece ψ caracterizează transductorul.

5.4. Determinarea erorii de fază inițială

După cum s-a arătat în paragraful 5.3.2 semnalele $i_1(t)$ și $u'_0(t)$ pot fi înregistrate și prelucrate separat; deoarece în practică este dificil de stabilit exact originea celor două impulsuri, rezultă că în mod inerent va apărea un defazaj suplimentar între cele două forme de undă, echivalent cu modificarea distanței z_0 . Dacă se consideră că pentru unul dintre cele două impulsuri, originea timpului este determinată corect, rezultă că cel de-al doilea este întârziat față de acesta cu un anumit interval de timp Δt . Efectuând transformata Fourier pentru cele două impulsuri, pentru primul se va obține un spectru corect, în timp ce pentru cel de-al doilea impuls se va obține un spectru diferit ca fază /25, 26, 111, 171/.

Din punct de vedere practic acest defazaj poate fi privit ca fiind echivalent cu o modificare a distanței dintre transducător și reflector cu Δz , și deci a factorilor ce depind de z din parametrul de calibrare. Evaluarea erorii poate fi făcută prin dezvoltarea în serie a factorilor respectivi, așa cum se va proceda în continuare.

Presupunând că întârzierea dintre cele două impulsuri este 10^{-7} s (echivalentă unui impuls pentru o frecvență de eșantionare de 10 MHz), pentru o viteză a semnalului în apă de 1500 m/s corespunde o modificare a distanței $\Delta z = 0,15$ mm; presupunând că distanța dintre transducător și reflector este de 20 cm rezultă o eroare relativă $\Delta z/z_0 = 0,075\%$.

Expresia ce depinde de distanță din parametrul de calibrare este:

$$E(z_0) = 10 \frac{V(A,G)}{20} \cdot e^{2\alpha z_0} \cdot e^{2j \arctg k z_0} \quad (5.21)$$

Deoarece $\Delta z \ll z_0$ se poate face o dezvoltare în serie Taylor numai a exponenților, cu neglijarea termenilor superiori lui Δz , rezultând:

$$E(z_0 + \Delta z) = 10 \frac{V(A,G)}{20} \cdot 10 \frac{\Delta V(A,G)}{20} \cdot e^{2\alpha z_0} \cdot e^{2\alpha \Delta z} \cdot e^{2j \arctg k z_0} \cdot e^{2j \frac{k \Delta z}{1+k^2 z_0^2}} =$$

$$\approx E(z_0) \cdot 10 \frac{\Delta V(A,G)}{20} \cdot e^{2\alpha \Delta z} \cdot e^{2j \frac{\Delta z}{k z_0^2}} \quad (5.22)$$

Primul factor este preponderent la frecvență joasă unde $V(A,G)$ are o variație puternică cu z_0 . Dacă se presupune că

$V_{(A,G)} = \pm 0,5$ dB, rezultă:

$$10^{+\frac{\Delta V_{(A,G)}}{20}} = 1,059; \quad 10^{-\frac{\Delta V_{(A,G)}}{20}} = 0,944.$$

Iar pentru $\Delta V_{(A,G)} = \pm 0,1$ dB

$$10^{+\frac{\Delta V_{(A,G)}}{20}} = 1,012; \quad 10^{-\frac{\Delta V_{(A,G)}}{20}} = 0,989.$$

Datorită dependenței atenuării de frecvență, cel de-al doilea factor este mai important la frecvență înaltă (v. relația (4.77)); astfel în apă la 1 MHz și respectiv la 10 MHz $e^{2\alpha\Delta z}$ este 1,006 și respectiv 1,062.

Ultimul factor al expresiei (5.22) modifică faza parametrului de calibrare și are importanță numai la frecvență joasă; astfel la 1 kHz, modificarea fazei este de numai $0,05^\circ$.

În concluzie erorile introduse de faza inițială prezintă importanță numai la frecvență joasă datorită impreciziei de determinare a lui $V_{(A,G)}$ și respectiv la frecvențe înalte, ca urmare a creșterii atenuării undelor ultrasonore.

O atenție deosebită trebuie acordată fazei parametrului de calibrare avînd în vedere faptul că valoarea acestuia se obține prin extragerea radicalului dintr-o expresie complexă (5.20). Deoarece sistemul este cauzal în mod obligatoriu tensiunea recepționată în gol $u'_0(t)$ este defazată în urma curentului de excitație $i_1(t)$, rezultînd că diferența fazelor dintre curentul de excitație φ_I și tensiunea recepționată în gol φ_U trebuie să fie pozitivă. Ținînd seama de observația de mai sus, la prelucrarea rezultatelor este necesar să se determine faza celor două semnale în intervalul $0 - 360^\circ$ și să se testeze semnul diferenței $\varphi_I - \varphi_U$; dacă diferența de fază este negativă se defazează suplimentar curentul cu 360° , astfel încît să rezulte o diferență pozitivă.

Pe de altă parte hodograful funcției de transfer trebuie să fie o funcție continuă, de unde rezultă că faza nu prezintă discontinuități; deoarece soluția ecuației complexe:

$$z^2 = \varrho e^{j\varphi}, \tag{5.23}$$

este

$$z = \sqrt{\varrho} e^{j\frac{\varphi+2k\pi}{2}}, \quad k \in \{0,1\}; \tag{5.24}$$

în cazul în care faza prezintă discontinuități, se va adăuga π , adică;

$$\varphi = \frac{\varphi_I - \varphi_U + \varphi_C}{2} + \pi, \quad (5.25)$$

unde φ_C reprezintă un termen de corecție dat de relația (4.58).

5.5. Prelucrarea numerică a rezultatelor

Calibrarea transductoarelor de ultrasunete conform metodei descrise anterior, poate fi făcută ușor în cazul în care se lucrează în regim de undă cvasicontinuu, adică atunci când se poate considera că se lucrează la o singură frecvență. În cazul în care funcționarea transductoarelor este în impuls, semnalele $i_1(t)$ și $u'_0(t)$ sînt singulare, rezultînd serioase dificultăți de prelucrare datorită benzii largi de frecvență în care se lucrează.

Avînd în vedere marile progrese realizate în domeniul prelucrării numerice a semnalelor, în continuare se va prezenta modul în care se prelucreează rezultatele măsurărilor sub formă numerică pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete și determinarea unor mărimi acustice caracteristice.

Deoarece nu apar probleme deosebite legate de zgomot, nivelul semnalelor ce urmează a fi prelucrate fiind suficient de mare pentru a asigura un raport semnal/zgomot corespunzător, prelucrarea numerică se va face pe baza transformatelor Fourier discrete.

5.5.1. Calculul transformatelor Fourier discrete pentru curentul de excitație și tensiunea recepționată în gol

Deoarece atît curentul de excitație, cît și tensiunea recepționată în gol sînt semnale singulare, pentru calcularea transformatelor Fourier discrete, este necesară periodicizarea acestor semnale prin repetare în timp; în aceste condiții este posibilă realizarea analizei spectrale ca și pentru semnale periodice, cu condiția ca perioada de repetiție să fie mai mare decît perioada impulsului considerat [111, 171].

Se consideră un semnal impuls $x(t)$:

$$x(t) = \begin{cases} x(t), & t \in [0, T]; \\ 0, & t \notin (0, T). \end{cases} \quad (5.26)$$

unde funcția $x(t)$ aparține clasei L^2 .

In continuare, se definește o funcție periodică $x_p(t)$ prin întîrzierea funcției $x(t)$ cu un număr întreg de perioade:

$$x_p(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x(t-nT_0), \quad T_0 > T, \quad (2.27)$$

de unde rezultă:

$$x_p(t+kT_0) = x_p(t), \quad k \in Z \quad (5.28)$$

și

$$\lim_{T_0 \rightarrow \infty} x_p(t) = x(t). \quad (5.29)$$

Este evident că în acest caz $x_p(t)$ aparține clasei L^1_{loc} și va admite o transformare în serie Fourier /25, 111, 169, 171, 174/

$$\mathcal{F}\{x_p(t)\} = X(f) \sum_k \exp(-j2\pi f k T_0), \quad (5.30)$$

unde $X(f)$ reprezintă transformata Fourier a funcției $x(t)$.

Dacă se realizează o discretizare a semnalului $x_p(t)$ într-o perioadă de timp T_0 , la momentele de timp $nT, n \in \{0, \dots, N-1\}$, $T_0 = NT$, se obține semnalul eșantionat $x_T(t)$, avînd expresia:

$$x_T(t) = T \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x_p(kT) \delta(t-kT) = T \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x_k \delta(t-kT). \quad (5.31)$$

Transformata Fourier discretă pentru semnalul $x(t)$ se definește ca fiind:

$$F_x = \{f_k\}, \quad k \in \{0, \dots, N-1\}, \quad (5.32)$$

unde:

$$f_k = \sum_{i=0}^{N-1} x_i \exp(-2\pi j \frac{ki}{N}). \quad (5.33)$$

Analog se definește transformata Fourier discretă inversă:

$$x_T = \{x_k\}, \quad k \in \{0, \dots, N-1\}, \quad (5.34)$$

unde:

$$x_k = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} f_i \exp(2\pi j \frac{ki}{N}). \quad (5.35)$$

Pentru ca transformările de mai sus să fie valabile, este necesar să fie îndeplinită teorema eșantionării /25, 26, 111, 169, 171, 174/ adică

$$T_e \leq \frac{1}{2f_{\max}} \quad \text{sau} \quad f_{\max} \leq \frac{1}{2T_e}, \quad (5.36)$$

unde cu f_{\max} s-a notat frecvența maximă conținută în spectrul semnalului $x(t)$.

Dacă condiția (5.36) nu este îndeplinită în spectrul semnalului apar suprapuneri, cunoscute sub denumirea de eroare de spec-

tru suprapus (alias); o altă eroare ce poate apărea la calcularea transformatelor Fourier discrete este eroarea de trunchiere și este cauzată de neîndeplinirea condiției $T_0 > T$. Pentru reducerea erorilor ce apar la calcularea transformatei Fourier discrete se poate aplica tehnica ferestruirii, însă prin aceasta are loc o reducere a lobilor secundari, concomitent cu o aplatizare a lobului principal /80, 111, 171/.

Transformatele Fourier discrete au aceleași teoreme ca și transformatele Fourier continue, suplimentar, din cauza periodicității spectrului, pentru N par, este îndeplinită condiția /25, 111, 169, 171, 174/:

$$f_{N/2+r} = f_{N/2-r}^* \quad (5.37)$$

unde asteriscul înseamnă valoarea conjugată. Prin urmare, este suficient să fie reținute din transformarea Fourier discretă, numai primele $N/2$ componente, în aceste condiții, transformata Fourier discretă inversă devine:

$$x_k = \frac{2}{N} \sum_{i=0}^{N/2-1} f_i \exp(2\pi j \frac{ki}{N}) \quad (5.38)$$

O altă observație legată de transformarea Fourier discretă este aceea că intervalul de frecvență Δf între două frecvențe consecutive este:

$$\Delta f = \frac{1}{T_0} \quad (5.39)$$

iar banda de frecvențe B_f ocupată de spectru va fi:

$$B_f = \frac{1}{2T_0} \quad (5.40)$$

Deoarece în practică condițiile (5.27) și (5.36) nu sînt îndeplinite, rezultă că în realitate se obține o estimare a transformatei Fourier directe sau inverse.

Pentru creșterea rezoluției în frecvență se poate crește numărul de eșantioane, adăugînd un număr de eșantioane cu amplitudinea zero, însă în acest caz crește și factorul de creștere al semnalului /171/; pentru a menține factorul de creștere în limitele unor valori acceptabile se recomandă ca circa 50% din numărul total de eșantioane să fie diferite de zero /83/.

În practică, pentru calcularea transformatei Fourier discrete se folosește algoritmul transformatei Fourier rapide, care reduce numărul total de operații și prin aceasta micșorează timpul

de calcul, cerința suplimentară impusă fiind aceea ca $N=2^n$ eșantioane /25, 111, 169, 171, 174/.

Pe baza precizărilor de mai sus rezultă că pentru determinarea transformatelor Fourier discrete ale curentului de excitație și tensiunii recepționate în gol, va trebui mai întâi să se determine intervalele de timp T_1 și T_2 în care semnalele sînt diferite de zero și apoi frecvențele maxime f_{max1} și f_{max2} conținute în spectrele celor două semnale; determinarea frecvenței maxime se poate face după metoda indicată în ultima parte a paragrafului 4.9. În continuare se alege frecvența de eșantionare ca fiind

$$f_e = 2 \cdot \text{Max} \{f_{max1}, f_{max2}\}, \quad (5.41)$$

Cunoscînd frecvența de eșantionare, se stabilesc valorile celor N_1 eșantioane corespunzătoare curentului de excitație și respectiv N_2 eșantioane corespunzătoare tensiunii recepționate în gol; fiecare serie de date se completează cu M_i eșantioane egale cu zero, astfel încît să fie îndeplinite condițiile:

$$\begin{aligned} N_1 + M_1 &= 2^n, \\ N_2 + M_2 &= 2^n. \end{aligned} \quad (5.42)$$

Cunoscînd cele 2^n eșantioane pentru fiecare dintre cele două semnale, vor rezulta 2^{n-1} componente spectrale corespunzătoare frecvențelor $\frac{k}{2^n} f_e$. Procedînd în acest mod se vor putea determina componentele spectrale ale celor două semnale pentru aceeași frecvență.

5.5.2. Calculul raportului de transformare al vitezelor în punctele de discretizare a frecvenței

Așa cum s-a arătat în paragraful 5.3.1, pentru un raport dat între diametrele transductorului și reflectorului - G_0 , se poate determina valoarea raportului de transformare al vitezelor în puncte discrete, cu ajutorul curbelor AVG. Deoarece se cunosc valorile frecvențelor pentru care sînt disponibile componentele spectrale ale curentului de excitație și respectiv tensiunii recepționate în gol, se va determina și valoarea raportului de transformare al vitezelor în aceleași puncte; pentru aceasta, se va calcula conform relației (5.10) distanța normalizată corespunzătoare liniei spectrale p:

$$A_p = 4z_0 \frac{c}{p \Delta f D^2}, \quad (5.43)$$

iar din curba de parametru G_0 , rezultă $V_p(A_p, G_0)$. Înlocuind valoarea găsită, în (5.14) se obține:

$$K_p = \frac{\varrho_0 c_0 - \varrho_2 c_2}{\varrho_0 c_0 + \varrho_2 c_2} \log \frac{V_p(A_p, G_0)}{2z_0} \exp 2(j \arctg \frac{2\pi p \Delta f z_0}{c} - j \frac{2\pi p \Delta f}{c} z_0 + z_0). \quad (5.44)$$

5.5.3. Determinarea mărimilor acustice ce caracterizează funcționarea transductorului

Așa cum s-a arătat în paragrafele precedente, prin folosirea transformatelor Fourier discrete se pot obține în anumite condiții componentele spectrale ale curentului și tensiunii pentru aceeași frecvență; deoarece există și posibilitatea determinării raportului de transformare a vitezelor pentru o frecvență dată, rezultă că parametrul de calibrare poate fi determinat în formă discretă, conform relației (4.65):

$$\psi_p = \sqrt{2K_p Z_0} \frac{I_{1p}}{U_{op}}. \quad (5.45)$$

Deoarece mărimile K_p , I_{1p} și U_{op} sînt complexe, la determinarea fazei se va ține seama de observațiile de la paragraful 5.4.

Cu ajutorul relațiilor (4.66) și (4.67) se pot obține transformatele Fourier discrete ale vitezelor undelor emise și respectiv recepționate de transductor:

$$V_{1p} = \frac{I_{1p}}{\psi_p}, \quad (5.46)$$

$$\tilde{V}'_{1p} = \frac{U_{op}}{2Z_0} \psi_p. \quad (5.47)$$

Aplicînd transformarea Fourier discretă inversă se obțin mărimile de mai sus în domeniu timp, în formă discretă. Trebuie menționat faptul că intervalul de timp dintre două eșantioane consecutive este $2T_0$, deoarece la transformarea Fourier discretă inversă s-au folosit 2^{n-1} componente spectrale.

Amplitudinile y ale oscilației emise și respectiv recepționate, pot fi determinate pornind de la relația:

$$y(t) = \int_0^t v(t) dt, \quad (5.48)$$

relație care în formă discretă poate fi scrisă:

$$y_p = 2T_e \sum_{m=0}^p v_m. \quad (5.49)$$

Pentru calcularea energiei undelor ultrasonore se poate transforma relația (4.74) în formă discretă; o deducere mai simplă a relației de calcul a energiei se poate obține dacă se exprimă energia în domeniul timp și respectiv în domeniul frecvență conform teoremei lui Parseval:

$$w = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2(\omega) d\omega, \quad (5.50)$$

unde $x(t)$ reprezintă un semnal de energie finită iar $X(\omega)$ transformata Fourier continuă a acestuia. Dacă se eșantionează semnalul $x(t)$ la intervale de timp T_e , iar durata lui este T , relația de mai sus devine:

$$w = T_e \sum_{n=0}^{N-1} x(nT_e)^2 = \frac{1}{T} \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} X^2(n/T). \quad (5.51)$$

Deoarece între liniile spectrale ale transformatei Fourier $X(n/T)$ și termenii transformării Fourier discrete X_n există relația /25, 111/:

$$X(n/T) = X_n \cdot T_e, \quad (5.52)$$

înlocuind în (5.51) se obține:

$$w = \frac{T_e^2}{T} \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} X_n^2 = \frac{2T_e}{N} \sum_{n=0}^{N-1} X_n^2. \quad (5.53)$$

Pe baza relației de mai sus, ținând seama de (4.74) rezultă:

$$w = \frac{2 T_e}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{|I_n|^2}{|\psi_n|^2} Z_0. \quad (5.54)$$

Spectrul de energie al undelor ultrasonore în funcție de frecvență se obține făcând derivata energiei în raport cu frecvența pentru o frecvență dată; în formă numerică se obține:

$$P_n = \frac{2}{N^2} \frac{|I_n|^2}{|\psi_n|^2} Z_0. \quad (5.55)$$

În afara mărimilor de mai sus, metoda permite determinarea presiunii și forței medii exercitate de transductor asupra mediului și respectiv, exercitate de undă asupra transductorului.

Dacă se măsoară și tensiunea de intrare se poate determina energia semnalului w_e de excitație și de aici, randamentul transductorului:

$$\eta [\%] = \frac{w}{w_e} \cdot 100 . \quad (5.56)$$

Trebuie remarcat faptul că randamentul crește o dată cu creșterea duratei semnalului de excitație, fiind maxim în regim de undă continuă, la rezonanță.

5.6. Estimarea parametrului de calibrare în funcție de frecvență printr-o funcție rațională cu coeficienți reali

Determinarea parametrului de calibrare, conform metodei prezentate, s-a făcut pentru valori discrete ale frecvenței, în formă complexă. Deoarece în practică este necesară cunoașterea valorilor parametrului de calibrare și pentru alte frecvențe, este posibilă realizarea interpolării valorilor acestuia cu metodele cunoscute în literatura de specialitate /1, 151, 72/, însă metoda este relativ greoaie deoarece se interpolează două curbe $\operatorname{Re} \{\psi\}$ și $\operatorname{Im} \{\psi\}$, iar pe de altă parte rezultatele se obțin sub forma unei matrici cu două coloane.

O soluție mult mai convenabilă este aceea de a estima parametrul de calibrare în funcție de frecvență printr-o funcție rațională cu coeficienți reali pornind de la hodograful Real-Imaginar al parametrului de calibrare. În literatura de specialitate există o serie de procedee de identificare, adică de aproximare a unui proces printr-un anumit model de funcție de transfer, aceste procedee avînd aplicații importante în cadrul estimărilor de densitate spectrală de putere și identificarea sistemelor în automatizări /19, 80, 106, 164, 179/. Aproximarea caracteristicii reale cu ajutorul unui model se face pe baza unor criterii care să asigure "cea mai bună aproximare", criterii ce se stabilesc în mod euristic; unul dintre cele mai utilizate criterii de evaluare a preciziei de estimare se bazează pe metoda celor mai mici pătrate /19, 80, 164/.

În continuare se va prezenta succint, după /179/ o metodă de determinare a coeficienților și structurii funcției de transfer a modelului, pe baza hodografului Real-Imaginar al funcției

de transfer, utilizând metoda iterativă a celor mai mici pătrate ponderate.

Se consideră că procesul care urmează, să fie identificat este cunoscut prin caracteristica sa de frecvență:

$$F(j\omega_k) = \operatorname{Re}(\omega_k) + j \operatorname{Im}(\omega_k), \quad k = 0, \dots, p, \quad (5.57)$$

și urmează să fie modelat printr-o funcție rațională cu coeficienți reali de forma:

$$F_m(s) = \frac{\sum_{k=0}^a A_k s^k}{1 + \sum_{i=1}^b B_i s^i} = \frac{A(s)}{B(s)}. \quad (5.58)$$

Metoda celor mai mici pătrate presupune determinarea coeficienților A_k , B_i astfel încât să se asigure:

$$\sum_{k=0}^p \left| F(j\omega_k) - \frac{A(j\omega_k)}{B(j\omega_k)} \right|^2 = \min. \quad (5.59)$$

Soluția acestei probleme de extrem cu legături conduce la un sistem nelinier în parametrii funcției de transfer, dificil de rezolvat. Soluția poate fi determinată ușor dacă se modifică criteriul în sensul minimizării erorii F utilizând metoda celor mai mici pătrate ponderate:

$$F = \sum_{k=0}^p \left| B(j\omega_k) \right|^2 \cdot \left| F(j\omega_k) - \frac{A(j\omega_k)}{B(j\omega_k)} \right|^2. \quad (5.60)$$

În acest caz se obține un sistem de ecuații liniare avînd ca necunoscute parametrii A_k și B_i , ce poate fi rezolvat prin metodele cunoscute.

Din relația (5.60) rezultă că parametrii de ordin superior vor avea o pondere mai mare în comparație cu cei de ordin inferior, deoarece sînt multiplicați cu ω_k la o putere mai mare, rezultînd precizii mai reduse de aproximare la joasă frecvență decît la frecvență înaltă.

În vederea uniformizării erorii în întreaga bandă de frecvențe se modifică criteriul de eroare (5.60) conform relației

$$F' = \sum_{k=0}^p \frac{|B(j\omega_k)|_{\ell}^2}{|B(j\omega_k)|_{\ell-1}^2} \cdot \left| F(j\omega_k) - \frac{A(j\omega_k)}{B(j\omega_k)} \right|^2, \quad (5.61)$$

unde ℓ reprezintă numărul iterației; dacă se ia

$$\left| B(j\omega_k) \right|_0^2 = 1, \quad (5.62)$$

atunci prima iterație conduce la cazul precedent.

Această metodă este rapid convergentă dacă se asigură:

$$\frac{|B(j\omega_k)|^2}{|B(j\omega_k)|^2} \rightarrow 1, \quad (5.63)$$

parametrii obținuți fiind corespunzători cu cei determinați cu relația (5.59).

Pe baza metodei propuse a fost realizată o subrutină în simplă precizie ce permite determinarea parametrilor funcției de transfer pentru diferite grade prestabilite ale polinoamelor de la numărătorul și respectiv numitorul funcției de transfer; această subrutină este disponibilă în biblioteca SIPAC /205/.

Pe baza schemei echivalente transductorului de ultrasunete în jurul frecvenței de rezonanță, prezentată în figura 3.9, rezultă că pentru funcția de transfer a acestuia, care reprezintă inversul parametrului de calibrare, trebuie să se considere gradul numărătorului 1 și gradul numitorului 3.

Deoarece metoda descrisă anterior este valabilă pentru cazul în care nivelul perturbațiilor este redus, estimarea parametrului de reciprocitate se va face numai pentru domeniul de frecvență obținut prin intersecția lobilor principali din spectrele de frecvență ale curentului de excitație și tensiunii în gol. Această recomandare, ce este făcută și în /80/ este justificată prin faptul că spectrele semnalelor sînt concentrate în lobul principal, în afara acestuia rezultînd erori mari ca urmare a scăderii raportului semnal-zgomot și apariției erorilor de trunchiere și de tip alias.

CAPITOLUL 6

REZULTATE EXPERIMENTALE

6.1. Instalația experimentală

Pe baza metodei propuse s-a realizat o instalație experimentală cu ajutorul căreia s-au determinat mărimile necesare calibrării transductoarelor de ultrasunete; instalația permite, de asemenea și efectuarea unor măsurări prin care se pot determina diferite mărimi acustice, făcând posibilă verificarea corectitudinii metodei de măsurare elaborate.

Schema de principiu a instalației experimentale este prezentată în figura 6.1.

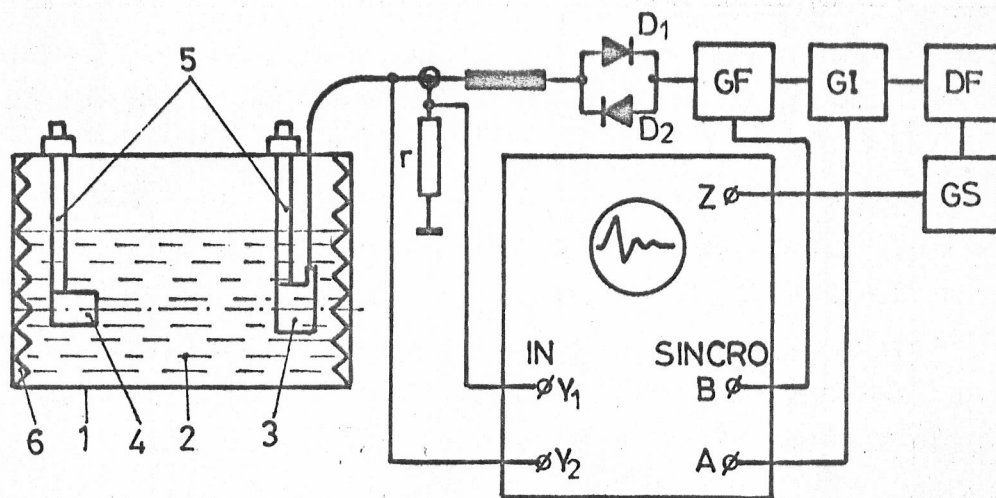


Fig.6.1.

Intr-o baie 1, în formă paralelipipedică, ce conține ca mediu de propagare 2 - apa, sînt poziționate axial transductorul de ultrasunete 3 și reflectorul 4, cu ajutorul unor dispozitive mecanice de fixare 5; prin intermediul dispozitivelor de fixare se poate modifica poziția relativă a reflectorului în raport cu transductorul astfel încît să se asigure axialitatea și paralelismul suprafețelor. Pentru a preîntîmpina producerea reflexiilor fasciculului de ultrasunete cauzate de pereții exteriori, au

fost aplicate spume poliuretanică avînd forma unor piramide cu baza pătrată, cu latura și înălțimea de circa 3 cm; în acest mod s-a realizat o absorbție corespunzătoare, ecourile provenite de la pereți fiind practic absente.

Dimensiunile geometrice ale băii sînt 300x340x500 mm³. Ca mediu de propagare s-a folosit apă curentă, degazată natural timp de minimum 24 ore; parametrii acustici ai apei sînt /40, 95/:

- viteza de propagare, $c_0 = 1483$ m/s,
- densitatea la 15°C, $\rho_0 = 998$ kg/m³,
- atenuarea undelor ultrasonore, $\alpha = -2$ dB/m.MHz.

Reflectorul a fost confecționat dintr-o bară rotundă de oțel inox avînd dimensiunile ϕ 20x54, suprafața acestuia, prelucrată prin șlefuire, fiind plană și netedă; parametrii acustici ai barei sînt /40/:

- viteza de propagare, $c_2 = 5920$ m/s,
- densitatea, $\rho_2 = 7850$ kg/m³.

Măsurările s-au făcut asupra unui transductor folosit în cadrul defectoscopului DUK-66, cu diametrul de 24 mm; transductorul este confecționat din UTC-19 și este puternic amortizat posterior pentru asigurarea unui răspuns rapid în regim de impuls.

Excitarea transductorului s-a efectuat cu ajutorul unui generator de funcții GF de tip E-0504, comandat în regim de funcționare intermitentă de către un generator de impulsuri GI de tip PGP-5; sincronizarea generatorului de impulsuri s-a realizat prin intermediul unui divizor de frecvență DF de la un generator de semnal GS de tip E-0503, care a furnizat și tensiunea de comandă pentru modulația a osciloscopului O, de tip OS-150-2.

Tensiunea de excitație se aplică transductorului prin intermediul unor diode rapide cu siliciu D₁ și D₂, ce asigură separarea galvanică a transductorului de generatorul de excitație, în timpul recepției, dacă tensiunea de deschidere a acestora este mai mare decît amplitudinea maximă a ecoului, condiție ce a fost îndeplinită. În vederea îmbunătățirii randamentului transductorului s-a folosit inductivitatea L de compensare a capacității parazite, utilizată în cadrul defectoscopului.

Pentru determinarea formei curentului de excitație a transductorului, în serie cu acesta, a fost conectată o rezis-

tență de valoare mică r .

Măsurările s-au efectuat conform procedurii descrisă în paragraful 5.2. Utilizarea modulației n a permis realizarea eșantionării semnalului cu o bună precizie în durată; frecvența de eșantionare a fost de 10 MHz. Se apreciază că precizia de măsurare a amplitudinii eșantioanelor, după calibrare, a fost mai bună de 10%. Creșterea preciziei de măsurare este posibilă prin utilizarea unor sisteme de achiziții de date rapide, care nu ridică problema frecvența de lucru de circa 10 ori mai mare decât frecvența de rezonanță a transductorului. Astfel, prin utilizarea unui sistem de achiziții de date de numai 6 biți, care nu ridică probleme deosebite de realizare în această gamă de frecvențe, erorile de determinare a amplitudinilor eșantioanelor devin mai mici decât 2%.

O sursă suplimentară de erori, ce a intervenit pe parcursul efectuării măsurărilor constă în imposibilitatea stabilirii axei de zero a semnalelor; de asemenea, apar erori datorită fenomenului de "rotire trasă" a osciloscopului, ce se manifestă prin suprapunerea, peste semnalul util, a unei tensiuni în formă de dinte de ferăstrău, acest fenomen fiind prezent numai în zona de existență a semnalului. Cele două erori prezentate mai sus echivalează cu însumarea semnalului cu o tensiune având forma unui dinte de ferăstrău cu prag (fig.6.2). Acest fenomen se

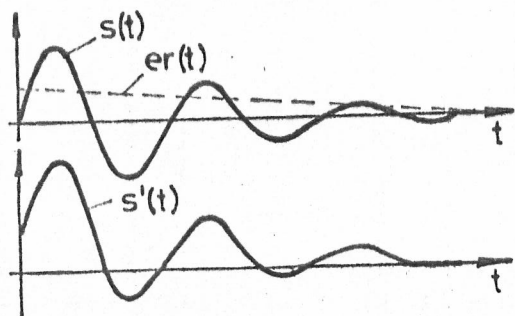


Fig.6.2.

întâlnește destul de des în problemele de prelucrări de semnale, obișnuindu-se ca înaintea prelucrării datelor să se efectueze operații de centrare și eliminare a derivatei [11].

Pentru eliminarea erorilor de mai sus, se consideră că valoarea medie a semnalului real

este nulă. Evaluarea derivatei se face folosind metoda regresiei liniare pentru curba discretizată, parametrii dreptei $er(t)$ fiind [7]:

$$m = \frac{(\sum_{i=1}^n s_i \sum_{i=1}^n t_i) / n - \sum_{i=1}^n s_i t_i}{(\sum_{i=1}^n t_i)^2 / n - \sum_{i=1}^n t_i^2}, \quad (6.1)$$

$$n = \tilde{s} - m \tilde{t}. \quad (6.2)$$

Semnalul corectat va fi egal cu diferența:

$$s'(t) = s(t) - (mt+n). \quad (6.3)$$

Metoda descrisă mai sus poate fi aplicată pentru tensiunea de ecou recepționată, ce îndeplinește ipoteza de valoare medie nulă, deoarece componenta continuă a vitezei nu se poate propaga în mediu, fiind echivalentă cu o curgere; în ceea ce

privește curentul de excitație, în cazul general, ipoteza nu este valabilă.

Aplicarea metodei descrise mai sus conduce la reducerea semnificativă a unui lob secundar de joasă frecvență ce apare în caracteristica de transfer a transductorului.

În continuare sînt prezentate diferite forme

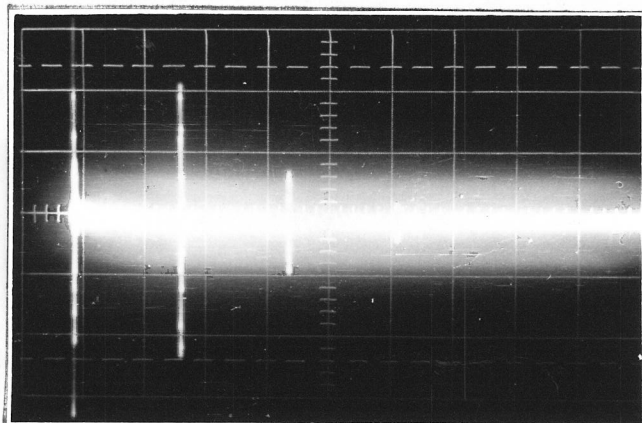
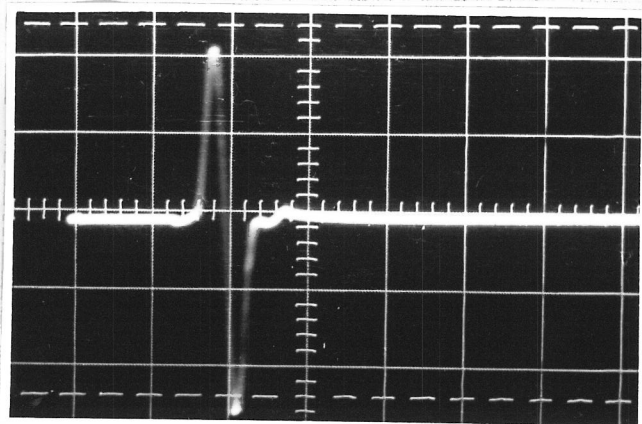
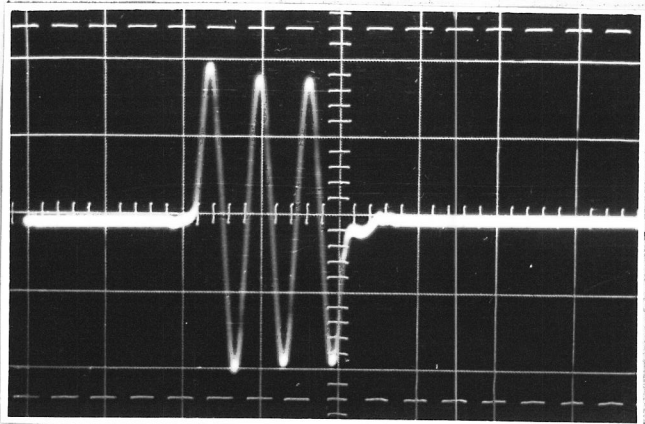


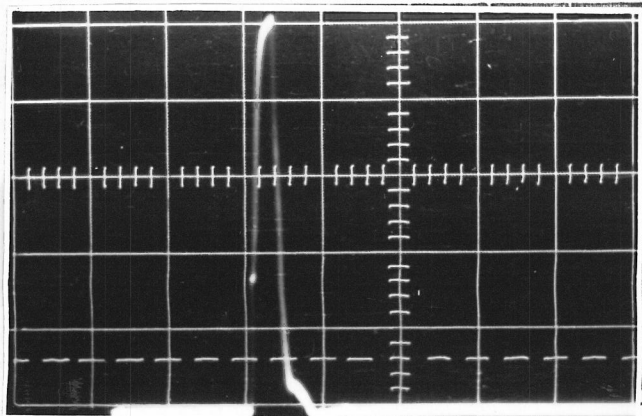
Fig.6.3.



a).



b).

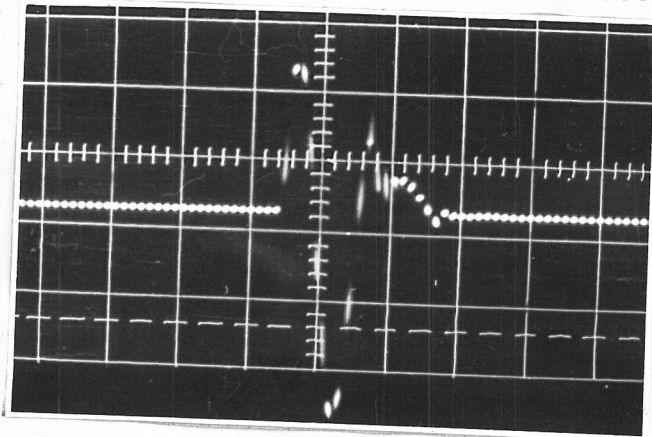


c).

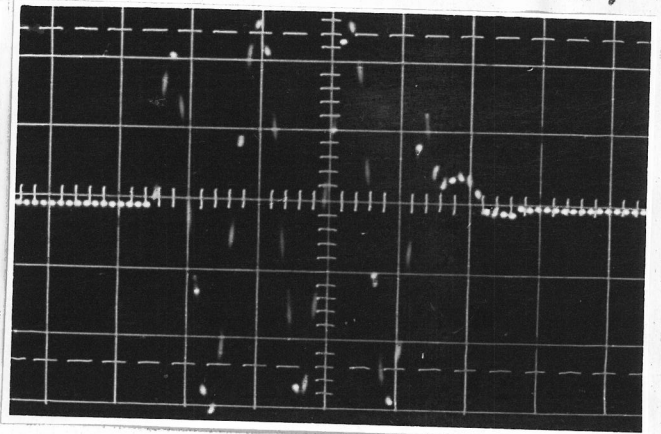
de undă pe baza cărora s-a realizat calibrarea transductorului folosit în cadrul măsurărilor. Astfel în figura 6.3 este arătată forma de undă corespunzătoare impulsului de comandă și ecourilor (scări: 100 mV/div, 0,2 ms/div); primul impuls corespunde tensiunii de excitație, iar cel de-al doilea impuls, tensiunii de ecou recepționate. În figu-

ră se mai pot observa încă două impulsuri datorate recirculării undei ultrasonore între transductor și reflector.

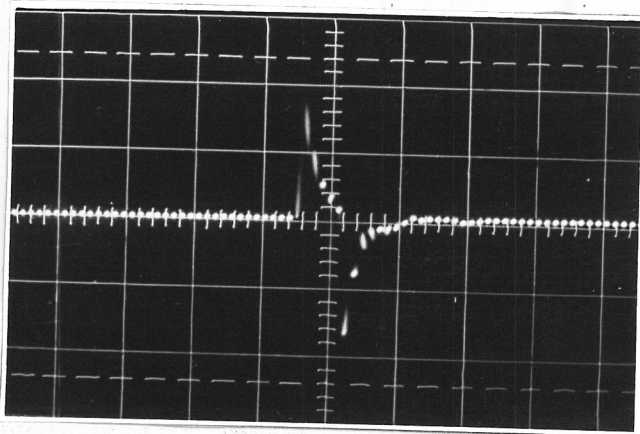
În figura 6.4, a), b), c), sînt reprezentate formele de undă ale tensiunilor de excitație, pentru semnale "1 sin", "3 sin" și "dreptunghi", iar în figura 6.5, a), b), c), formele de undă ale tensiunilor măsurate la bornele rezistenței de 10Ω ,



a).



b).

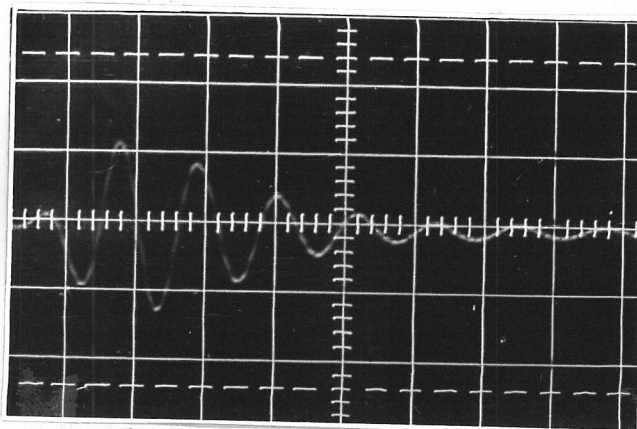


c).

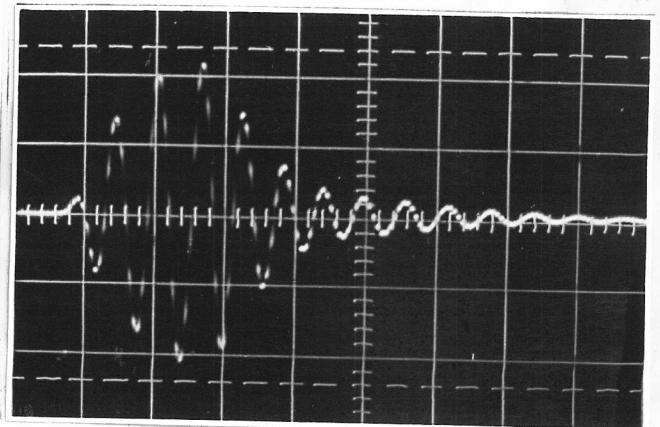
Fig.6.5.

corespunzătoare curenților de excitație, cu modulație z ; scările utilizate, în cadrul figurilor 6.5 sînt: $0,5\text{ V/div}$ și $0,5\text{ }\mu\text{s/div}$, iar frecvența semnalului folosit pentru modulația z este de 10 MHz .

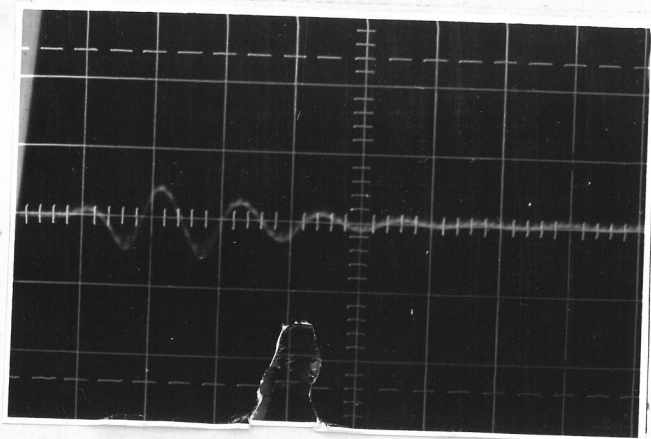
În figura 6.6, a), b), c), sînt reprezentate, de asemenea cu modulație z , tensiunile recepționate,



a).



b).



c).

Fig.6.6.

forme de undă ale tensiunii de excitație:

- semnal sinusoidal "1 sin", impuls cu durata de o perioadă (1 μ s);
- semnal sinusoidal "3 sin", impuls cu durata de trei perioade (3 μ s);
- semnal dreptunghiular "dreptunghi", avînd durata aproximativ egală cu jumătate din perioada semnalului sinusoidal (0,5 μ s).

6.2. Algoritmul de calcul

Pe baza metodelor de prelucrare a rezultatelor experimentale pentru calibrarea transductoarelor de ultrasunete și de determinare a unor mărimi acustice, prezentate în capitolul 5, a fost implementat un algoritm de calcul scris în limbaj FORTRAN - IV.

În conceperea programului s-au folosit subrutine de calcul din biblioteca SIPAC /205/; aceste subrutine sînt:

- IPFRFFT - subrutina pentru calculul transformatelor Fourier discrete, directă și inversă.
- IGEMS - subrutina pentru determinarea coeficienților funcției de transfer din hodograful real-imaginar.
- RNGAUS - subrutina pentru generarea de semnale aleatoare cu distribuție gaussiană.

Suplimentar pentru secvențele de calcul care se repetau au fost concepute două subrutine:

corespunzătoare ecoului, pentru cele trei forme de undă considerate, (scări: 100 mV/div, 0,5 μ s/div).

Pe baza formelor de undă prezentate în figurile 6.5 și 6.6 s-au stabilit valorile eșantioanelor pentru curentul de excitație al transductoarelor și tensiunea recepționată de transductor în regim receptor, pentru cele trei

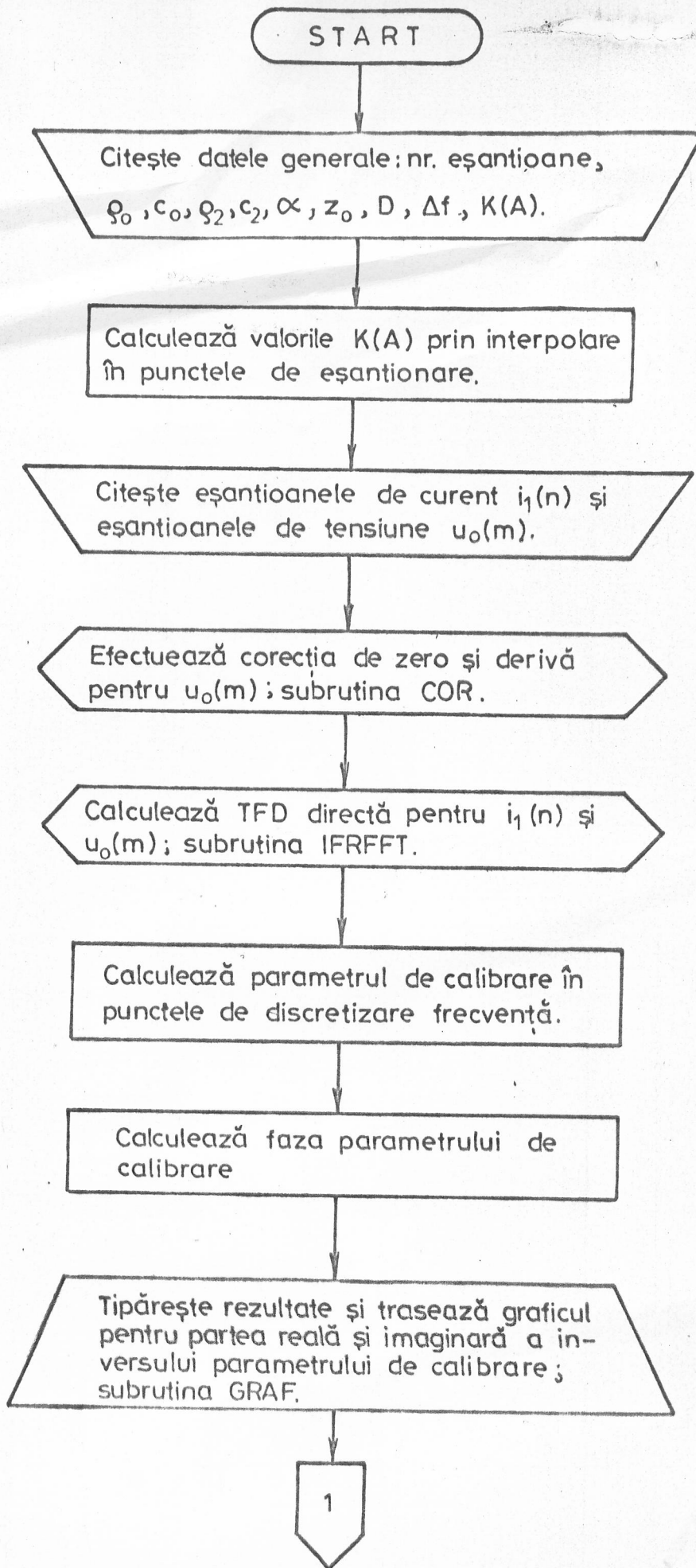


Fig. 6.8

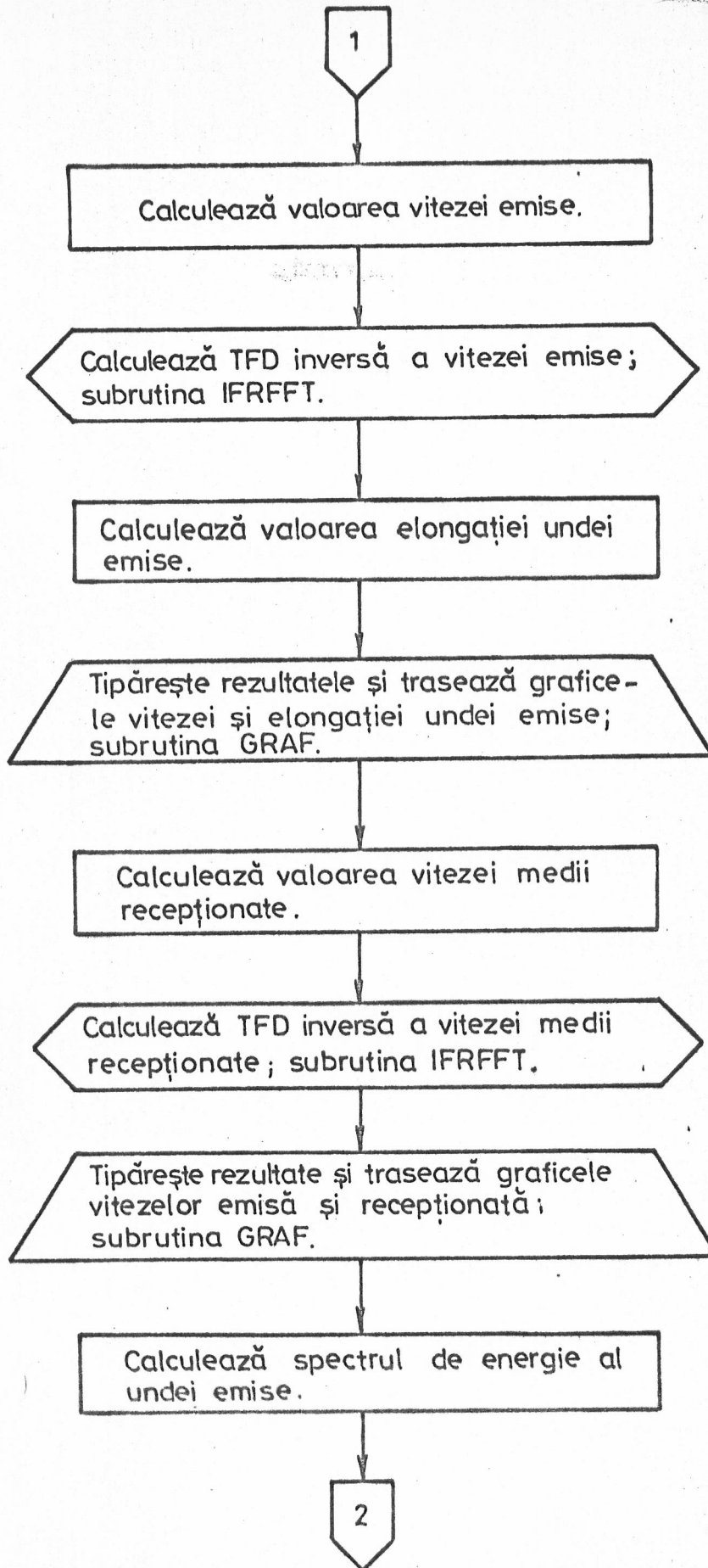


Fig.6.8. (continuare)

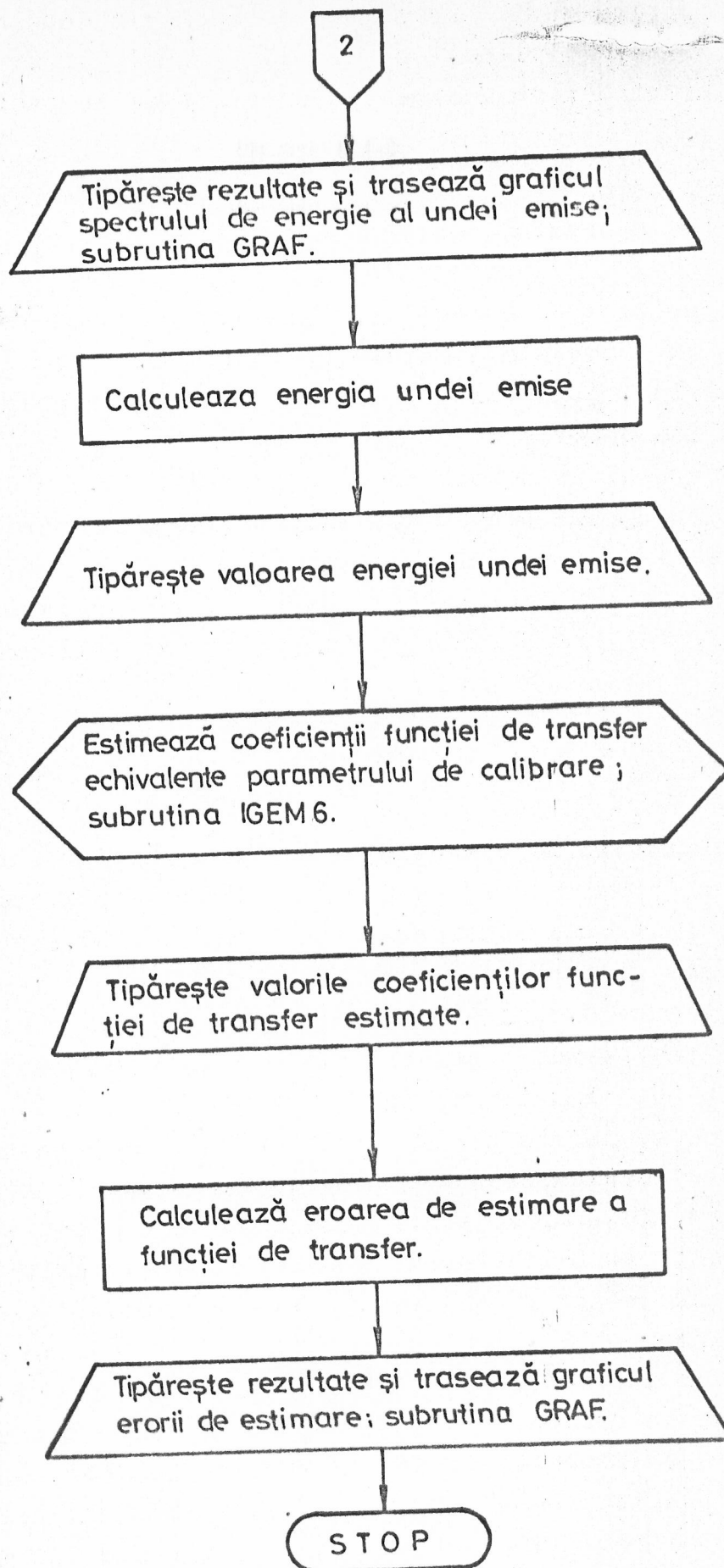


Fig.68. (continuare)

GRAF - subrutină pentru trasarea graficelor a două curbe în coordonate carteziane.

COR - subrutină pentru corecția erorilor de zero și "rotire trasă".

De menționat că subrutinele de mai sus pot apela la rîndul lor alte subrutine existente în bibliotecă sau concepute de autor.

Algoritmul de calcul corespunzător metodei propuse este prezentat în formă simplificată în figura 6.7 prin intermediul organigramelor. Notățiile folosite în cadrul organigramelor sînt cele folosite anterior.

Programul principal descris în figura 6.7 a fost completat cu alte subprograme pentru determinarea suplimentară a unor mărimi necesare la evaluarea metodei propuse.

Prezentarea detaliată a programului de calcul este dată în Anexa 1, iar rezultatele obținute în urma prelucrării, în Anexa 2.

6.3. Rezultate obținute

Rezultatele obținute în urma prelucrării rezultatelor măsurărilor efectuate asupra transductorului de ultrasunete pentru cele 3 forme de undă considerate în paragraful 6.1 sînt prezentate în formă sintetică în continuare.

În figura 6.8, a) și b), sînt prezentate curbele de variație ale inversului parametrului de calibrare, partea reală și respectiv partea imaginară, în funcție de frecvență. Din cele două grafice se constată o deosebit de bună concordanță între curbele corespunzătoare semnalelor de excitație "1 sin" și "dreptunghi", în timp ce pentru semnalul de excitație "3 sin" apar diferențe apreciabile, în special spre extremitățile intervalului de frecvență considerat. Aceste erori se datorează benzii înguste de frecvență a ultimului semnal în raport cu celelalte două, fapt ce amplifică efectul erorilor; în figura 6.9, a) și b) sînt prezentate spectrele de amplitudine normate ale curenților de excitație și respectiv tensiunilor recepționate pentru semnalele de excitație "1 sin" și "3 sin". Comparînd figurile 6.8 și 6.9 rezultă că cele mai mari diferențe între curbele de variație ale inversului parametrului de calibrare apar în zonele cuprinse între lobii spectrelor de energie.

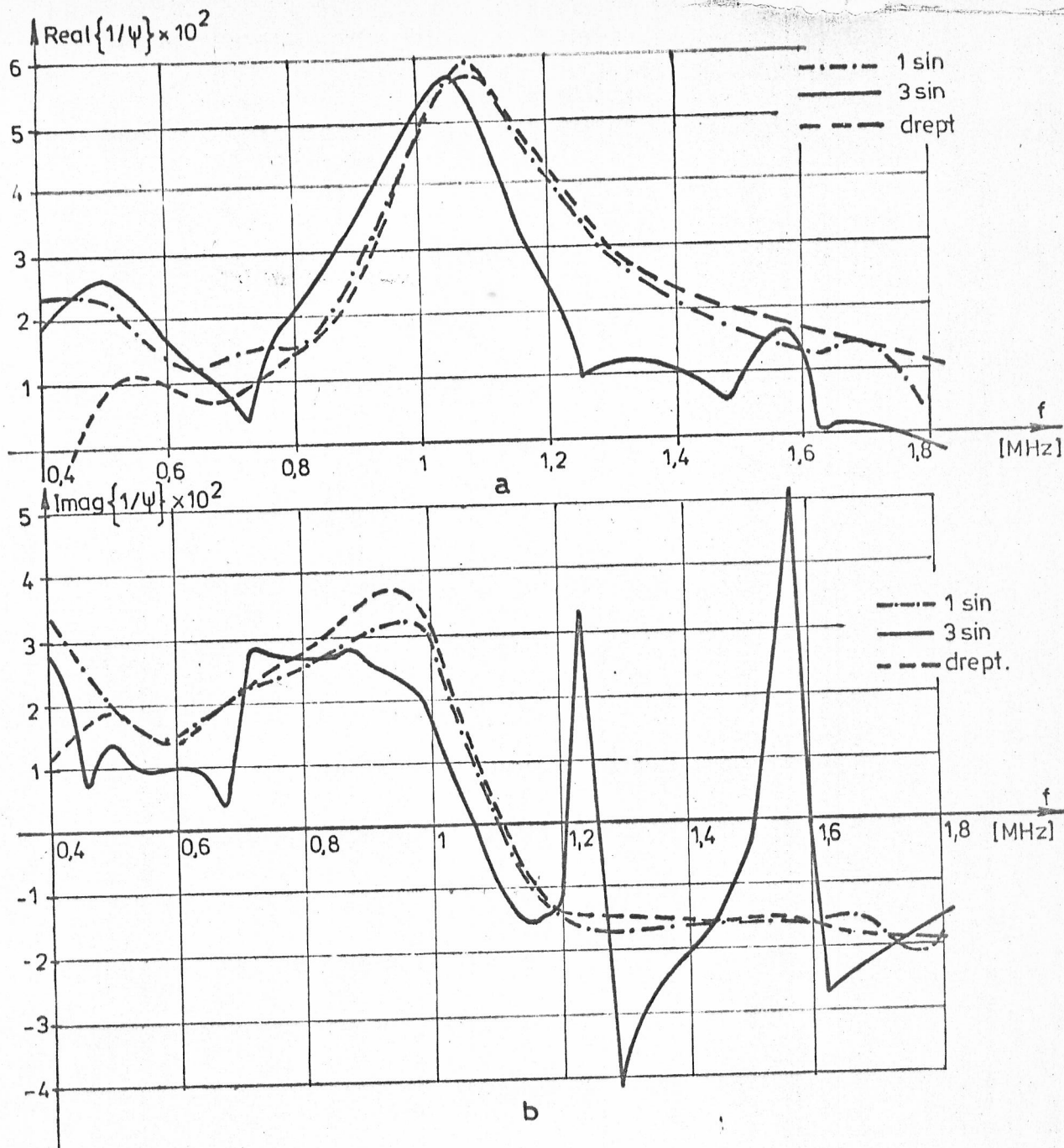


Fig.6.8.

Erorile introduse în procesul de eșantionare și determinare a amplitudinii impulsurilor de eșantionare modifică spectrele de amplitudine ale semnalelor și implicit parametrul de calibrare. Astfel, suprapunând peste semnalele utile corespunzătoare cazului "1 sin", semnale aleatoare avînd distribuție gaussiană, cu un raport semnal-zgomot de 20 dB, spectrele de amplitudine se modifică conform figurii 6.10: a) - spectrul de amplitudine normalizat pentru curenții de excitație și b) - spectrul de amplitudine normalizat pentru tensiunea recepționată.

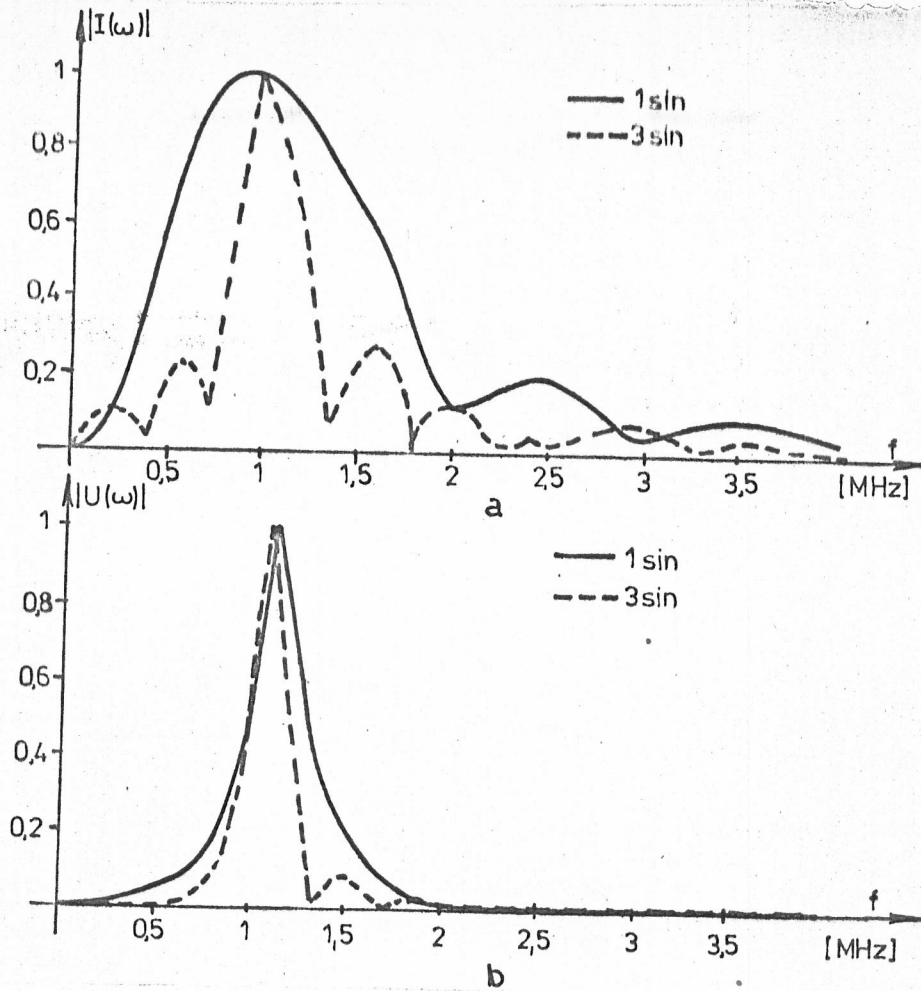


Fig.6.9.

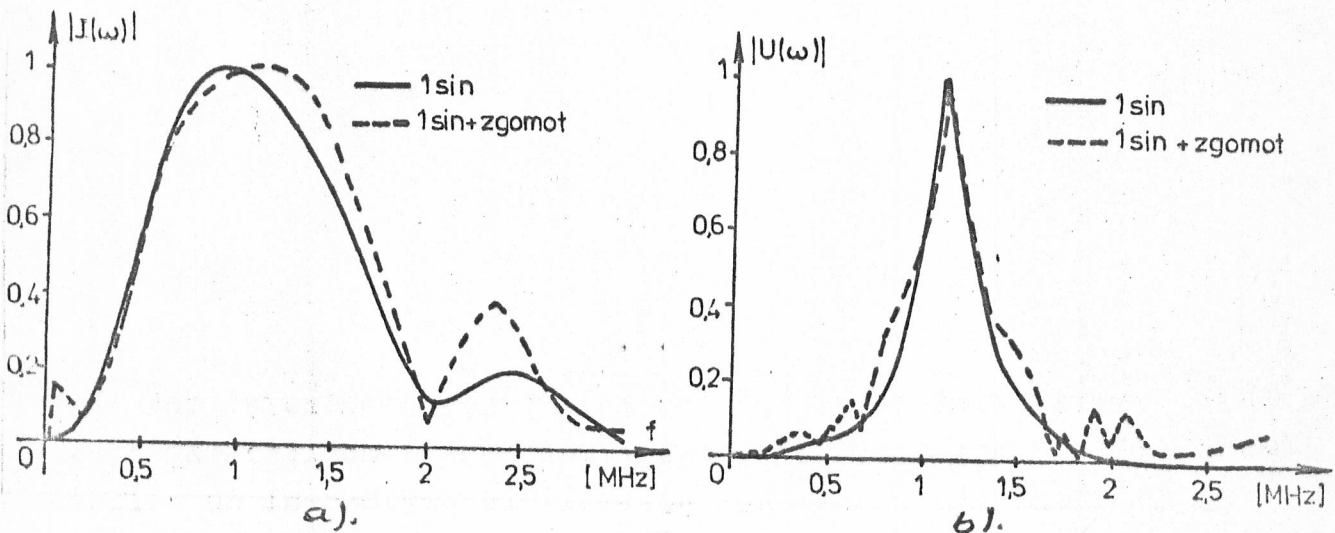


Fig.6.10.

Datorită proprietăților selective ale transductorului, modificările corespunzătoare pentru parametrul de calibrare sînt mai reduse în interiorul lobului principal. În figura 6.11 este reprezentat modulul inversului parametrului de calibrare pentru semnalul de excitație "1 sin" în cele două cazuri.

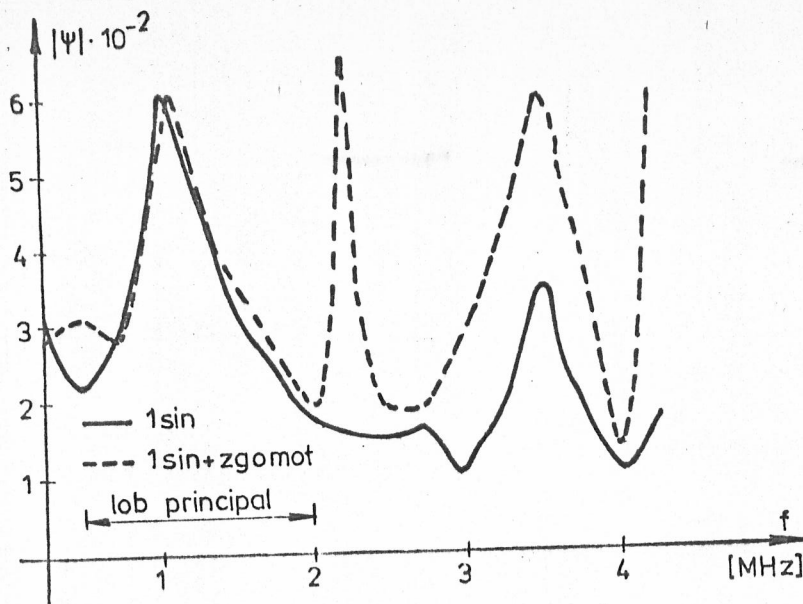


Fig.6.11.

Erori mai importante apar în cazul în care nu se menține constantă perioada de eșantionare; spre exemplificare, dacă pentru semnalul de excitație "1 sin" se elimină două eșantioane ale impulsului corespunzător tensiunii recepționate (17 și 21), deși spectrul tensiunii ecou se schimbă relativ puțin, apare o modificare importantă a parametrului de calibrare, care se traduce prin deplasarea minimumului acestuia și deci, a frecvenței de rezonanță. În exemplul considerat, această deplasare a frecvenței de rezonanță a fost de circa 80 kHz.

Trebuie remarcat faptul că din punct de vedere practic este necesar ca parametrul de calibrare să fie cunoscut precis în cadrul lobului principal al semnalului de excitație, deoarece conținutul energetic este predominant în banda respectivă de frecvență, iar pe de altă parte, datorită proprietăților selective ale transductorului are loc o atenuare suplimentară a energiei din afara lobului principal.

Pentru a reduce influența neuniformității spectrelor, s-a făcut comparația între caracteristicile parametrului de calibrare corespunzător celor trei semnale de excitație și media ponderată a acestora; coeficientul de ponderare a fost ales egal cu valoarea normată a spectrului de energie a tensiunii recepționate. Curbele obținute sînt reprezentate în fig.6.12, rezultînd că pentru semnale de excitație "1 sin" și "dreptunghi", eroarea este mai mică de 1 dB (10%) în banda de frecvență 0,65-1,65 MHz, în timp ce pentru semnalul de excitație "3 sin", banda de frecvență este limitată la intervalul 0,8-1,15 MHz. Pentru ultimul caz, se constată erori mai mari în punctele corespunzătoare minimumelor spectrelor de amplitudine.

Suprapunerea unor semnale aleatoare cu distribuție gaussiană peste semnalele utile în cazul "1 sin" reduc banda de

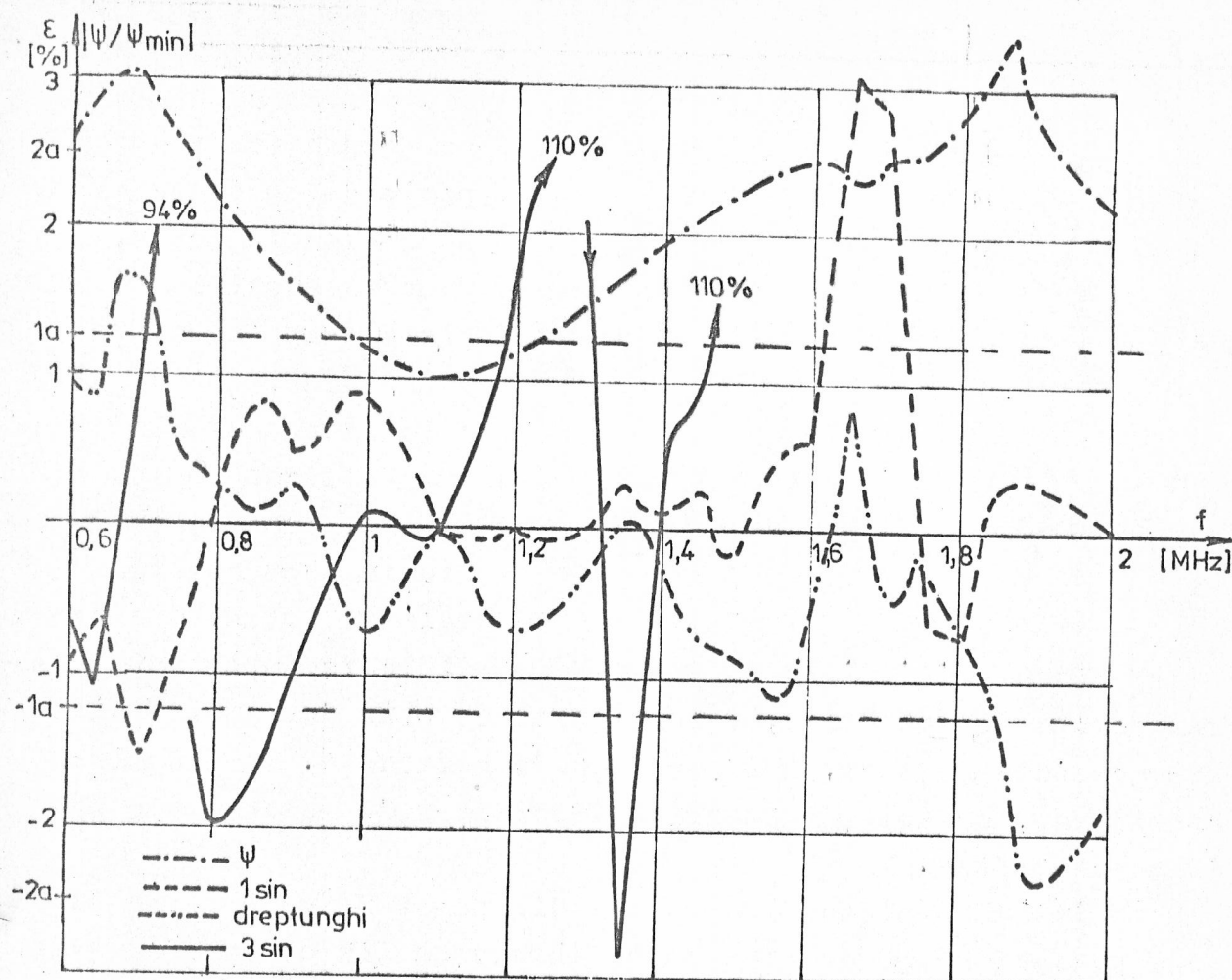


Fig.6.12.

frecvență, definită la 1 dB cu circa 50 kHz la ambele extremități, însă modificarea perioadei de eșantionare conduce la neuniformități de 2 dB, în aceeași bandă de frecvență, de unde rezultă că trebuie acordată o mare atenție procesului de eșantionare.

Pentru determinarea funcției raționale cu coeficienți reali ce estimează parametrul de calibrare în raport cu frecvența s-a folosit inversul parametrului de calibrare pentru ca gradul numitorului să fie mai mare decât gradul numărătorului. Pe baza schemei electrice echivalente transductorului în jurul rezonanței, dedusă în paragraful 3.4, rezultă că gradul numărătorului este 1, iar gradul numitorului este 3; funcțiile de transfer estimate sînt prezentate în tabelul 6.1, împreună cu eroarea ϵ obținută folosind metoda celor mai mici pătrate ponderată și respectiv abaterea relativă maximă, din cadrul lobului principal, față de valoarea determinată experimental pentru parametrul de calibrare (ϵ_r - eroarea părții reale, ϵ_i - eroarea părții imaginare).

TABELUL 6.1

Forma semnal excitație	Funcția de transfer	η	ϵ_r	ϵ_i
		%	%	%
"1 sin"	$\frac{21,94s+22,57}{-s^3+11,28s^2-13,69s+680,64}$	0,1166	2,8	1,6
"dreptunghi"	$\frac{25,87s+22,57}{-s^3+13,07s^2-6,56s+748,72}$	0,1099	2,8	1,8
"3 sin"	$\frac{24,78s+105,93}{-s^3+27,05s^2-9,42s+1555,21}$	12,76	2,6	1,3

Din tabelul 6.1 rezultă o bună concordanță între valorile funcției de transfer pentru cele trei forme de undă, diferențe mai mari apărînd pentru ultima formă de undă, din motivele arătate anterior.

Așa cum s-a arătat în capitolul 5, cu ajutorul parametru-ului de reciprocitate determinat conform metodei propuse pot fi calculate o serie de mărimi acustice, în primul rînd viteza undelor emise sau recepționate de transductor. Pentru a verifica corectitudinea metodei propuse, suplimentar s-a calibrat al doilea transductor, folosind aceeași metodă în undă cvasicontinuă, pentru frecvența de lucru a primului transductor; deoarece transductorul folosit are frecvența proprie de rezonanță de circa 5 MHz, s-a presupus că în gama de frecvență în care lucrează primul transductor, valoarea parametrului de calibrare rămîne practic constantă.

Valoarea parametrului de calibrare pentru transductorul de 5 MHz, determinată în regim de undă cvasicontinuă pentru un semnal avînd frecvența de 1 MHz a fost:

$$\psi_2 = 29,39.$$

Cu ajutorul acestui transductor s-a determinat forma de variație în timp a vitezei undei emise de către primul transductor. Cunoscînd diametrul transductorului de 5 MHz ($D_2=10$ mm) și distanța dintre cele două transductoare ($z=20$ cm), pe baza rapor-

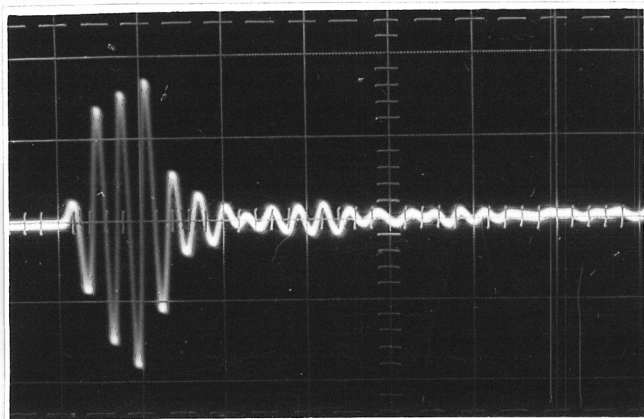
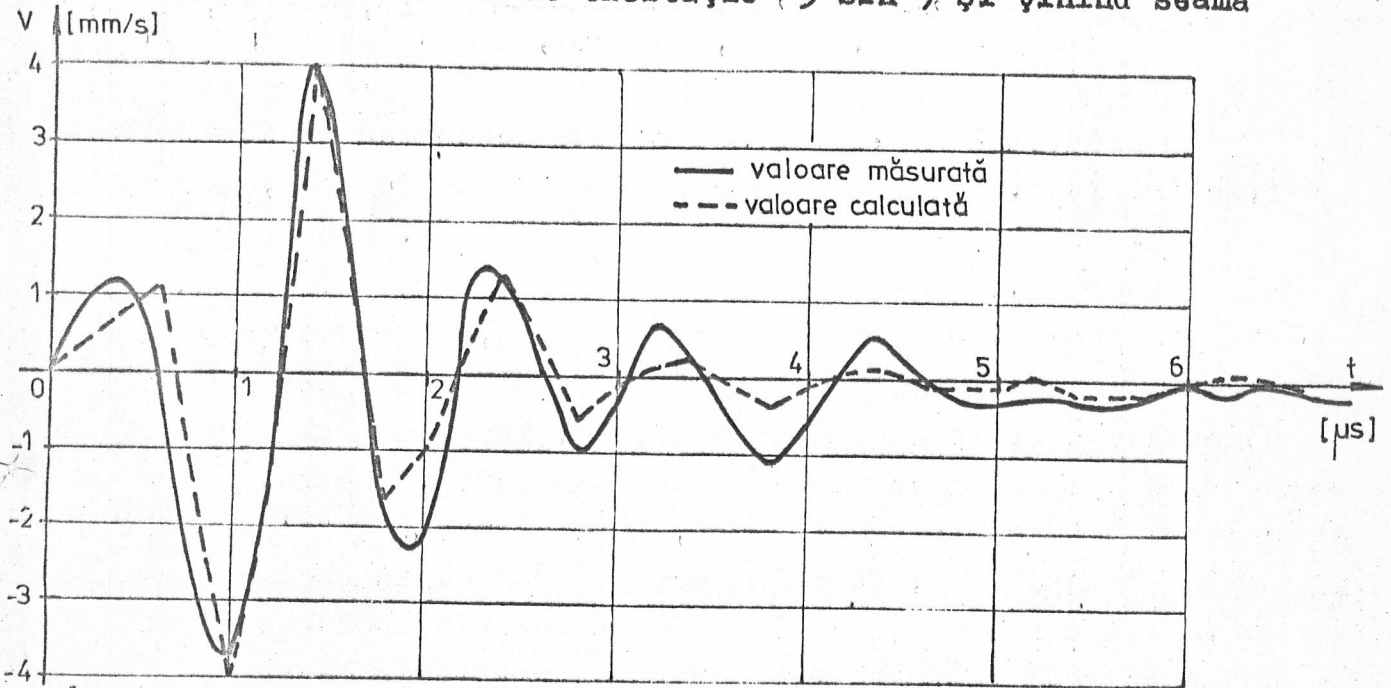


Fig.6.13.

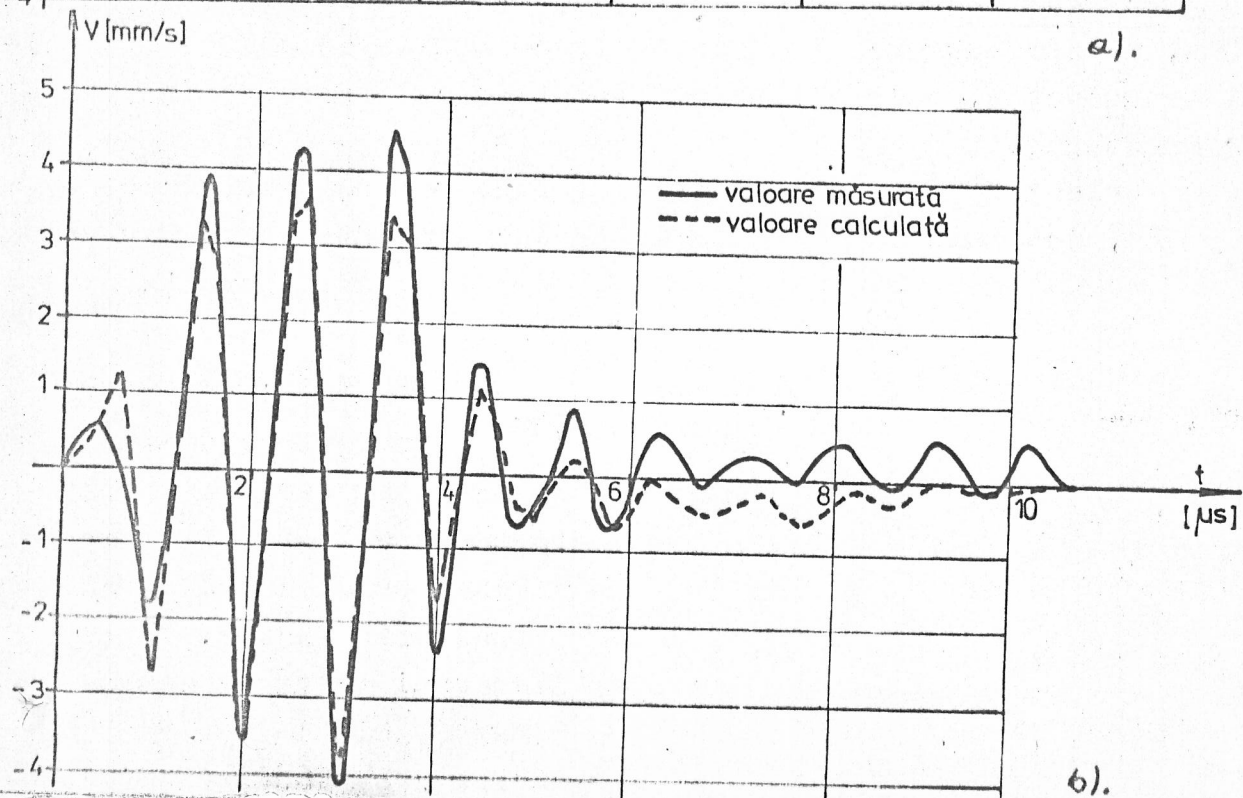
tului de transformare al vitezelor, presupus constant în jurul frecvenței de 1 MHz, s-a stabilit raportul dintre viteza undei emise și viteza undei recepționate, conform metodei prezentate în paragraful 5.5.2, obținându-se:

$$K_2 = 0,69$$

Pornind de la tensiunile recepționate de transductorul de 5 MHz, corespunzătoare celor trei semnale de excitație, (în figura 6.13 este reprezentată forma de undă a tensiunii recepționate pentru un semnal de excitație "3 sin") și ținând seama



a).



b).

Fig.6.14.

de valoarea parametrului de calibrare și a raportului de transformare al vitezelor, s-au determinat graficele de variație ale vitezelor în funcție de timp, care sînt reprezentate în figura 6.14,a), pentru semnalul de excitație "1 sin" și respectiv b), pentru semnalul de excitație "3 sin" împreună cu valoarea dedusă prin calcul pentru viteza emisă.

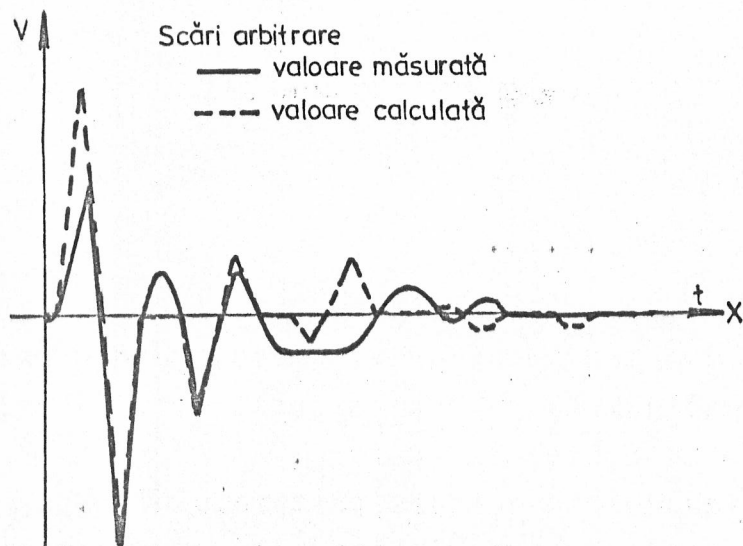


Fig.6.15.

În toate cele trei cazuri, se constată o foarte bună concordanță între valorile măsurate și valorile obținute prin calcul, ceea ce constituie cea mai bună dovadă a corectitudinii metodei propuse.

Gradul de asemănare deosebit de bun obținut între formele de undă experimentale și cele obținute prin cal-

cul este superior altor curbe similare prezentate în literatura de specialitate; spre exemplificare, în figura 6.15 sînt reprezentate după /62/, formele de undă ale vitezei calculate și respectiv măsurate într-un punct al cîmpului acustic situat la 2 mm de axa unui transductor circular plan avînd diametrul de 19 mm și situat la distanța de 20 mm de transductor.

De menționat faptul că asigurarea axialității și paralelismului între transductorul emițător și cel receptor prezintă o deosebit de mare importanță pentru realizarea unor precizii ridicate în măsurări. În figura 6.16,a) și b) sînt prezentate formele de undă ale tensiunilor recepționate de transductorul receptor pentru o deplasare cu circa 4 mm a centrului acestuia, lateral față de axa sistemului; în acest caz se constată că se obțin diferențe apreciabile în ceea ce privește amplitudinea impulsului recepționat, datorită recombinației undelor acustice ce sosesc pe transductorul receptor cu faze diferite. Pentru asigurarea unor măsurări corecte este necesară realizarea unei bune axialități și a unui paralelism corespunzător între transductor și reflector sau transductorul de măsură, după criteriul maximului de amplitudine.

Formele de undă pentru viteza emisă și recepționată, alon-

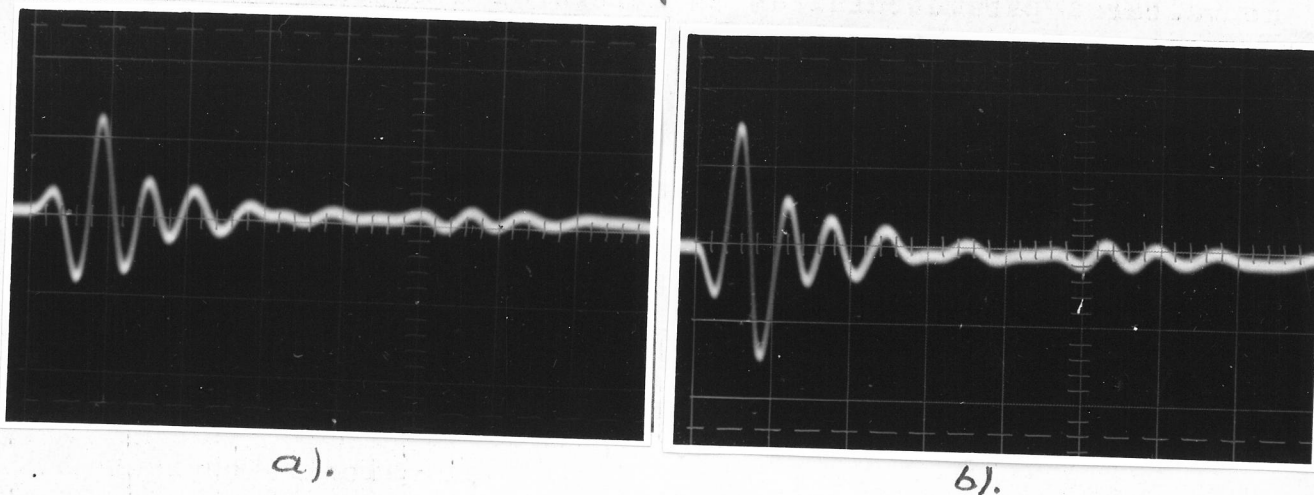


Fig.6.16.

gația undei emise, spectrul curentului de excitație și al tensiunii recepționate, spectrul de energie al undei emise, pentru cele trei semnale de excitație, calculate pe baza algoritmului de calcul prezentat în Anexa 1, sînt redată în Anexa 2.

În tabelul 6.2 sînt calculate conform paragrafului 5.5.3 valorile energiei acustice emise de transductor, energia electrică absorbită și randamentul electroacustic al transductorului pentru cele trei forme de undă de excitație considerate.

TABELUL 6.2

Forma de undă	Energia acustică [J]	Energia electrică [J]	Randamentul [%]
"1 sin"	$0,169 \cdot 10^{-7}$	$1,75 \cdot 10^{-6}$	0,97
"dreptunghi"	$0,678 \cdot 10^{-8}$	$4,687 \cdot 10^{-7}$	0,36
"3 sin"	$0,785 \cdot 10^{-7}$	$5,625 \cdot 10^{-6}$	1,40

Valorile mici ce se obțin pentru randament sînt justificate de faptul că transductorul este puternic amortizat pentru a avea un răspuns scurt în regim de impuls; scăderea randamentului electroacustic apare și ca urmare a proprietăților selective ale transductorului care extrage din spectrul de energie al semnalului de excitație un număr redus de componente spectrale.

În concluzie, prin calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls, procedeu propus și dezvoltat de autor în cadrul tezei de doctorat, se realizează posibil multiple de măsurare a performanțelor transductoarelor de ultrasunete, precum și efectuarea unor măsurări a mărimilor ce caracterizează câmpul acustic.

CONCLUZII SI CONTRIBUTII

Calibrarea transductoarelor de ultrasunete pe baza metodei autoreciprocității este utilizată în prezent numai în cazul regimului de undă cvasicontinuuă, ceea ce conduce la o serie de limitări și neajunsuri în aplicarea ei în practică.

Prezenta teză de doctorat "Contribuții la calibrarea transductoarelor de măsură cu ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls" și-a propus să depășească acest stadiu, asigurând metodei propuse o mai mare generalitate și flexibilitate în utilizarea ei practică la calibrarea transductoarelor și măsurarea unor mărimi acustice.

Teza prezintă, pentru prima dată, o tratare unitară a tuturor problemelor referitoare la posibilitățile de calibrare a transductoarelor de ultrasunete pe baza metodei autoreciprocității în impuls, pentru orice formă a semnalului de excitație, permițând, de asemenea, pe baza calibrării, determinarea unui număr mare de mărimi acustice proprii cîmpului acustic emis sau recepționat.

Spre deosebire de alte metode de calibrare a transductoarelor de ultrasunete și de măsurare a mărimilor acustice (ce permit stabilirea unor parametri sau determinarea unor mărimi acustice în condiții bine precizate cum ar fi: forma de undă a semnalului de excitație, banda de frecvențe, configurația geometrică a sistemului de măsurare etc., cu utilizarea unor transductoare etalon sau a unor instalații speciale de măsurare cu complexitate ridicată), calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls permite determinarea parametrului de calibrare și a mărimilor acustice ce caracterizează mediul de propagare, cu precizii satisfăcătoare pentru majoritatea aplicațiilor practice.

În comparație cu metoda cunoscută de calibrare a transductoarelor de ultrasunete pe baza principiului autoreciprocității, metoda propusă de autor realizează următoarele avantaje:

- posibilitatea utilizării unor impulsuri de excitație avînd o formă de variație în timp arbitrară, ce permite obținerea parametrului de calibrare în formă complexă într-o bandă

largă de frecvențe, spre deosebire de metoda uzuală ce utilizează numai forme de undă cvasicontinuă pe baza cărora rezultă parametrul de calibrare în modul pentru o singură frecvență;

- ca urmare a introducerii raportului de transformare a vitezelor, metoda propusă nu implică folosirea unui reflector infinit, putînd fi utilizate reflectoare cu dimensiuni mici ce asigură reducerea duratei regimului tranzitoriu;

- datorită faptului că la metoda propusă se obține valoarea complexă a parametrului de calibrare într-o bandă largă de frecvențe și nu modulul acestuia pentru o singură frecvență, există posibilitatea determinării, pe baza parametrului de calibrare dedus, a unor mărimi acustice în regim tranzitoriu în funcție de timp.

Problemele rezolvate în cadrul tezei de doctorat reprezintă, în totalitate, contribuții originale ale autorului.

1. Astfel în capitolul 1 se prezintă o sinteză critică asupra principalelor metode de măsurare a mărimilor ce caracterizează câmpul acustic și parametrii transductoarelor de ultrasunete, pe baza unei bogate bibliografii; sînt scoase în evidență avantajele și dezavantajele metodelor respective, limitele de aplicabilitate și principiile care stau la baza metodelor de măsurare.

2. În paragraful 1.4.1 este dată o nouă demonstrație pentru stabilirea valorii medii a forței de radiație în sens Langevin. Metodele prin care se determină valoarea forței de radiație, precum și valoarea acestei forțe sînt probleme controversate în literatura de specialitate, la adresa lor existînd numeroase critici. Astfel, în /147/, pentru stabilirea valorii presiunii de radiație se pornește de la teorema lui Euler referitoare la conservarea impulsului, însă în expresia folosită, în locul derivatei locale a impulsului se folosește derivata substanțială; în /170/, se pornește de la premiza că unda transportă impulsul, în timp ce în mecanica mediilor continue se arată că impulsul este transportat prin mișcarea particulelor. O tratare amplă referitoare la forța de radiație se face în /148/, unde se ajunge la concluzia că presiunea de radiație în sens Langevin poate fi și egală cu zero, fapt infirmat experimental.

În cadrul metodei propuse de autor se elimină dezavantajele de mai sus prin aceea că valoarea forței de radiație este

dedusă pe baza ecuațiilor de propagare a undelor din acustică și a ipotezelor folosite la deducerea acestor ecuații, valoarea obținută fiind în deplină concordanță cu rezultatele experimentale.

3. În paragraful 2.3 se expune o metodă originală de studiu a regimului tranzitoriu al câmpului acustic pe baza teoriei distribuțiilor. După ce se arată posibilitatea de echivalare a transductoarelor de ultrasunete avînd o suprafață oarecare cu transductoare cu suprafață plană, este justificată forma de exprimare a vitezei de oscilație sub forma unui produs a două funcții, dintre care una reprezintă repartiția geometrică a vitezelor, iar cea de-a doua, dependența în funcție de timp a vitezelor. În continuare, prin prelungirea mărimilor de stare ale câmpului acustic în întregul spațiu $R^2 \times R$, se face trecerea în spațiul distribuțiilor, ceea ce permite realizarea unei tratări unitare a câmpului acustic în regim tranzitoriu.

Prin aplicarea teoriei distribuțiilor la studiul câmpului acustic în regim tranzitoriu se obțin o serie de concluzii referitoare la repartiția și forma câmpului acustic și a duratei regimului tranzitoriu pentru cazul general.

Un rezultat imediat ce se obține ca urmare a aplicării teoriei distribuțiilor la studiul câmpului acustic, este acela că în regim tranzitoriu, în orice punct al câmpului acustic există două componente - una ce depinde de geometria suprafeței de radiație, iar cealaltă ce depinde de variația în timp a semnalului de excitație, dependența de timp și durata regimului tranzitoriu fiind diferite pentru punctele situate în interiorul și respectiv exteriorul cilindrului generat de normala la suprafața transductorului pe conturul acestuia.

Spre deosebire de alte lucrări de specialitate în care este tratat regimul tranzitoriu cu metode clasice, pentru cazuri particulare /5, 49-52, 132, 173/, în capitolul 2, studiul regimului tranzitoriu se realizează pentru cazul general, rezultatele obținute fiind în deplină concordanță cu datele prezentate în unele lucrări cu caracter experimental /62, 188/.

4. Folosind metoda expusă în paragraful 2.3, în paragraful 2.4 se prezintă studiul câmpului acustic în regim de impulsuri, iar în paragraful 2.5, se particularizează pentru un transductor circular plan, care reprezintă forma cea mai răspîndită de transductoare de ultrasunete și care a fost folosit și în cadrul experimentărilor.

O concluzie deosebit de importantă, ce se desprinde în cadrul acestui capitol pentru metoda de calibrare propusă în cadrul tezei, este aceea că reducerea regimului tranzitoriu datorat geometriei transductorului este posibilă numai în cazul în care distanța dintre punctul de observare, reflectorul în acest caz, și transductor este suficient de mare.

5. La stabilirea ecuațiilor fundamentale ce descriu funcționarea transductorului piezoelectric din paragraful 3.2, spre deosebire de alte lucrări de specialitate, se introduc și pierderile ce apar în transductor pe baza modelului de solid anelastic (Zener), permițând astfel realizarea unei descrieri mai corecte a funcționării transductorului pe baza schemei electrice echivalente; în acest sens, în cadrul relațiilor, pe baza unor justificări fizice, se introduc coeficienți de proporționalitate complecși care cuprind și pierderile.

6. Pornind de la ecuațiile fundamentale ce descriu funcționarea transductorului și condițiile la limită impuse de mediile de propagare cu care se găsește în contact, în paragraful 3.4 sînt stabilite relațiile de descriere externă a transductorului considerat ca multiport hibrid cu trei porți, folosind formalismul de impedanță, în cadrul unei analogii de gradul I în impedanțe mecanice.

Pe baza relațiilor obținute, rezultă că schema electrică echivalentă transductorului piezoelectric în regim tranzitoriu conține o linie lungă cu pierderi, cuplajul între partea electrică și partea mecanică fiind realizat prin intermediul unui transformator real.

7. În cadrul aceluiași paragraf se demonstrează că folosind formalismul de impedanță pentru descrierea transductorului real cu pierderi, se obține o matrice simetrică și deci multiportul îndeplinește condiția de reciprocitate.

Pe baza schemei electrice echivalente transductorului pentru cazul general se obține forma particulară cu impedanță posterioară și emisia unei singure fețe, forma întîlnită în practică, stabilindu-se pentru această schemă un formalism hibrid de descriere a cuadripolului echivalent obținut, sub forma matricii generale (de lanț) a cuadripolului, formalism ce urmează a fi folosit la calibrarea transductoarelor de ultrasunete conform metodei propuse.

O concluzie ce rezultă din schema electrică echivalentă transductorului piezoelectric este aceea că excitarea acestuia trebuie să se facă în curent, pentru a putea cuprinde în calcule toate elementele din schema echivalentă, în timp ce pentru regimul receptor se recomandă să se măsoare tensiunea în gol; în acest caz, la calibrarea transductoarelor de ultrasunete pe baza metodei propuse în teză, nu este necesară decât cunoașterea a două elemente din matricea generală a transductorului.

8. Aplicarea principiului reciprocității la calibrarea transductoarelor de ultrasunete este posibilă, numai în măsura în care atât transductorul, cât și mediul de propagare îndeplinesc proprietatea de reciprocitate. Pornind de la ecuațiile undelor acustice, în paragraful 4.3 se demonstrează proprietatea de reciprocitate pentru cazul general, spre deosebire de cazurile tratate în literatura de specialitate unde se consideră a priori că mediul este reciproc. Teorema reciprocității pentru medii acustice este demonstrată folosind ca mărimi de stare viteza și forța, făcând astfel posibilă introducerea unui nou raport de reciprocitate care corespunde mai bine decât cel "clasic" formalismului de descriere a transductoarelor de ultrasunete; valoarea acestui raport de reciprocitate este dedusă pentru cazul general, spre deosebire de raportul de reciprocitate "clasic" care este dat numai pentru cazuri particulare (cîmp apropiat sau cîmp îndepărtat).

9. În paragraful 4.4 este prezentată o nouă metodă originală de calibrare a transductoarelor de ultrasunete pe baza principiului autoreciprocității în impuls; spre deosebire de alte metode de calibrare, bazate pe principiul autoreciprocității, în care se folosește regimul de undă cvasicontinuuă, în cadrul metodei propuse nu se impun nici un fel de condiții asupra semnalului de excitație, făcând astfel posibilă aplicarea metodei, inclusiv în condiții practice de lucru a transductorului.

Tratarea matematică a metodei de calibrare este realizată pentru cazul general, arătîndu-se că există posibilitatea, pe baza efectuării a numai trei măsurări, să se determine toate elementele matricei generale a cuadripolului electric echivalent transductorului.

10. Originalitatea metodei de calibrare propuse are la bază tratarea separată a reciprocității transductorului folosind

matricea generală de descriere a acestuia și respectiv, a mediului de propagare, care se caracterizează prin raportul de transformare al vitezelor din mediul de propagare. Așa cum se arată în paragraful 4.5, raportul de transformare al vitezelor din mediul de propagare se poate calcula pe baza geometriei schemei de măsurare și a datelor referitoare la mediul de propagare și reflector.

În anumite condiții impuse de reducerea regimului tranzitoriu geometric și de aproximare a impedanței mecanice medii cu impedanța mecanică a mediului, stabilite în paragrafele 4.5 și 4.6, este posibilă simplificarea metodei de determinare a parametrului de calibrare; în aceste condiții, se arată că pentru determinarea parametrului de calibrare sînt necesare numai două măsurări: curentul de excitație al transductorului și tensiunea recepționată în gol. Determinarea parametrului de calibrare se realizează într-o gamă largă de frecvență, dată în primul rînd de curentul de excitație.

11. Pe baza metodei de calibrare descrise, în paragraful 4.7 se arată modul în care pot fi determinate viteza undei emise, viteza undei recepționate, spectrul de energie al semnalului acustic emis în funcție de frecvență, energia acustică emisă; determinarea mărimilor de mai sus se poate face pentru o gamă largă de frecvențe cunoscînd în afara parametrului de calibrare, pentru mărimile "emise" - curentul de excitație al transductorului, iar pentru mărimile "recepționate" - tensiunea recepționată la bornele transductorului în gol.

12. În paragrafele 4.8 - 4.9 sînt prezentate principalele surse de erori ce apar în cadrul metodei de calibrare propuse, indicîndu-se și modalitățile practice de reducere sau eliminare a acestora.

13. În paragraful 5.2 este prezentată schema practică de măsurare a curentului de excitație și a tensiunii recepționate de către transductor în gol, folosind o metodă de inserție. De asemenea, este prezentată metoda de calibrare a schemei și condițiile ce trebuie să fie satisfăcute, pentru ca erorile de măsurare să fie minime. Trebuie menționat faptul că schema propusă poate fi ușor adaptată în cadrul schemelor practice de utilizare a transductoarelor, fără modificări esențiale ale acestora, fă-

vitezei undei emise se constată o foarte bună similitudine între forma de undă măsurată și cea calculată, rezultatele fiind net superioare altor rezultate similare prezentate în literatura de specialitate;

- suprapunerea unui semnal aleator cu distribuție gaussiană peste semnalele măsurate, astfel încât raportul semnal-zgomot să nu depășească 20 dB, afectează într-o măsură relativ mică calibrarea transductoarelor de ultrasunete, ceea ce demonstrează că metoda prezintă o bună stabilitate față de semnalele perturbatoare.

*

*

*

Teza de doctorat "Contribuții la calibrarea transductoarelor de măsură cu ultrasunete folosind metoda autoreciprocity în impuls" a fost elaborată sub îndrumarea competentă a conducătorului științific, prof.dr.ing.Eugen Pop. Autorul ține să aducă cele mai profunde mulțumiri tov.prof.dr.ing.Eugen Pop, pentru sprijinul acordat, pentru discuțiile și sugestiile primite în perioada elaborării tezei.

Autorul mulțumește tov.prof.dr.ing.Gheorghe Savii, tov.ș.l.dr.ing.Tudor Iclănzan și tov.ș.l.dr.ing.Mihai Nica, cu care a colaborat în activitatea de cercetare contractuală în domeniul ultraacusticii, pentru discuțiile deosebit de fructuoase și încurajările date pe durata elaborării tezei.

Autorul ține să-i mulțumească în mod deosebit tov.ș.l.dr.ing.Mircea Chivu, pentru numeroasele discuții purtate, pentru sugestiile și încurajările făcute pe parcursul elaborării tezei.

În încheiere, autorul aduce calde mulțumiri tuturor colegilor care l-au ajutat în diverse ocazii în perioada elaborării tezei de doctorat.

B I B L I O G R A F I E

1. Angot, A., Complimente de matematici, (trad. din l. franceză), Ed. Tehnică, București, 1966;
2. Arase, E.M., Mutual Radiation Impedance of Square and Rectangular Pistons in a Rigid Infinite Baffle, în JASA, vol. 36, nr. 8, 1964, p. 1521-1525;
3. Arase, E.M., Comments on "Acoustic Response of a Rectangular Receiver to a Rectangular Source, în JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 1195;
4. Arnold, V.I., Metode matematice ale mecanicii clasice, (trad. din l. rusă), Ed. Stiințifică și Enciclopedică, București, 1980;
5. Aulenbacher, U., Langenberg, K.J., Analytical Representation of Transient Ultrasonic Phased-Array Near- and Far-Field, în JNE, vol. 1, nr. 1, 1980, p. 53-66;
6. Bădărău, E., Bazele acusticii moderne, Ed. Academiei R.P.R., București, 1961;
7. Bădărău, E., Grumăzescu, M., Ultraacustica fizică și tehnică, Ed. Tehnică, București, 1967;
8. Beranek, L., Akusticeskie izmereniya, (trad. din l. engleză), Izd. Inostrannoy Literatury, Moskva, 1952;
9. Bergquist, B.D., Jones, R., Static and Dynamic Transducer Calibration Using Optical Interferometric Techniques, în Conf. on Ev. and Cal. U.S. Trans., London, 1977, p. 115-122;
10. Berkhout, A.J., Seismic Migration, Elsevier Scientific Publishing Comp., Amsterdam, 1980;
11. Bindal, V.N. ș. a., Acoustic Power Measurement of Medical Ultrasonic Probes Using a Strain Gauge Technique, în Ultrasonics, ian., 1981, p. 28-32;
12. Birss, R.R. ș. a., A Capacitive Instrument for the Measurement of a Large Range of Magnetostriction at Low Temperatures and High Magnetic Field, în J. of Phys. E, Sci. Instr., vol. 11, 1978, p. 928-934;
13. Bobber, R.J., Sabin, G.A., Cylindrical Wave Reciprocity Parameter, în JASA, vol. 33, nr. 4, 1961, p. 446-451;
14. Bobber, R.J., General Reciprocity Parameter, în JASA, vol. 39, nr. 4, p. 680-687;
15. Bobber, R., Gidroakusticeskie izmereniya, (trad. din l. engl.), Izd. Mir, Moskva, 1974;
16. Bohățiel, T., Năstase, E., Defectoscopie ultrasonică fizică și tehnică, Ed. Tehnică, București, 1980;
17. Born, M., Wolf, E., Principles of Optics, ed. III-a rev., Pergamon Press, Oxford, 1965;
18. Boidek, S.A., Goliamina, I.P., Electroacoustical Transducers Complex Impedance Measurements at Operational Conditions, în 7-th Congr. on Acoustics, Budapest, 1971, p. 441-444;
19. Bos, A. van den, Application of Statistical Parameter Estimation Methods to Physical Measurements, în J. of Phys. E, Sci. Instr., vol. 10, 1977, p. 753-760;
20. Brendel, K., Ludwig, G., Measurement of Ultrasonic Diffraction Loss for Circular Transducers, în Acustica, vol. 32, 1975, p. 110-113;
21. Brendel, K., Ludwig, G., Calibration of Ultrasonic Standard Probe Transducers, în Acustica, vol. 36., 1976/77, p. 203-208;
22. Brown, A.F., Weight, J.P., Generation and Reception of Wideband Ultrasound, în Ultrasonics, nr. 6, 1974, p. 161-167;

23. Bunget, I., Popescu, M., Fizica dielectricilor solizi, Ed. Stiințifică și Enciclopedică, București, 1978;
24. Buzdugan, Gh.ș.a., Măsurarea vibrațiilor, Ed. Academiei R.S.R., București, 1979;
25. Cartianu, Gh., Analiza și sinteza circuitelor electrice, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1972;
26. Cartianu, Gh.ș.a., Semnale, circuite și sisteme, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1980;
27. Chertock, G., General Reciprocity Relation, în JASA, vol. 34, nr. 7, 1962, p. 989;
28. Chivers, R.C., Duck, F.A., On the Reference Spectrum of a Pulse Excited Transducers, în Conf. of Ev. and Cal. U.S. Trans., London, 1977, p. 33-40;
29. Corsepius, H.W., Ultraschallprüfungen an Austenitischen Schweissverbindungen, Krautkrämer GMBH, Köln, f.a.
30. Cousin, A.J., ș.a. A Calibrated Ultrasonic Field Measuring System for General Use, în IEEE Trans. on Instr. and Meas., vol. IM-24, nr. 4, 1975, p. 317-321;
31. Cowdrey, D.R., Willis, J.R., Application of the Finite Element Method to the Vibrations of Quartz Plates, în JASA, vol. 56, nr. 1, 1974, p. 94-98;
32. Crawford jr., F.S., Unde, Cursul de fizică Berkely, vol. III, (trad. din l. engl.), Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1983;
33. Cseko, A.K., Veress, E., Comparison of Ultrasound Intensity Measurements in Different Experimental Conditions, în 7-th Congr. on Acoustics, Budapest, 1971, p. 561-564;
34. Cucuruzeanu, I.ș.a., Aplicații ale holografiei optice, Ed. Tehnică, București, 1984;
35. Diestel, H.G., Reciprocity Calibration of Microphones in a Diffuse Sound Field, în JASA, vol. 33, nr. 4, 1961, p. 514-518;
36. Drăgan, O.ș.a., Ultrasunete de energii mari, Ed. Academiei R.S.R., București, 1983;
37. Drost, C.J., Milanovski, C.J., Self Reciprocity Calibration of Arbitrarily Terminated Ultrasonic Transducers, în IEEE Trans. on Sonics and Ultras., vol. SU-27, nr. 2, 1980, p. 65-71;
38. Elliot, B.L., An Ultrasonic Thickness Measuring Instrument Using Transistor Logic Techniques, în El. Eng., vol. 35, nr. 11, 1963, p. 738-745;
39. Ende, H. van den, A Radiation Power Calorimeter and a Radiation Force Meter for Small Ultrasonic Beams, în Med. and Biol. Eng., vol. 7, 1969, p. 711-714;
40. Ensminger, D., Ultrasonics-The Low and High Intensity Applications, M. Dekker, Inc., New York, 1973;
41. Erikson, K.R., Tone-Burst Testing of Pulse-Echo Transducers, în IEEE Trans. on Sonics and Ultras., vol. SU-26, nr. 1, 1979, p. 7-14;
42. Ermolov, I.N., O predostavleniy poliya izluceniya-priema normal'novo iskateliya, în Defektoskopiya, nr. 2, 1970, p. 51-57;
43. Farn, C.L.S., Huang, H., Transient Acoustic Fields Generated by a Body of Arbitrary Shape, în JASA, vol. 43, nr. 2, 1968, p. 252-257;
44. Ferris, H.G., Computation of Farfield Radiation Patterns by Use of a General Solution to the Time Dependent Scalar Wave Equation, în JASA, vol. 41, nr. 2, 1967, p. 394-400;

45. Filipczynski, L., Transients, Equivalent Circuit and Negative Capacitance of a Piezoelectric Transducer Performing Thickness Vibrations, in Journal of Technical Physics (Polonia), vol.16, nr.2, 1975, p.121-135;
46. Flok, A.J.s.a., An Automated System for Measuring Frequency and Resistance of HF Quartz Crystal Units, in 9-th Cong. IMEKO, mai 1982, Berlin, vol.V/II, p.332-341;
47. Fluge, S. (ed.), Handbuch der Physik, band VIII/1, 1959, band XI/1, 1961, band XI/2, 1962, Springer-Verlag, Berlin;
48. Fox, M.D., Donnelly, J.F., Simplified Method for Determining Piezoelectric Constants for Thickness Mode Transducers in JASA, vol.64, nr.5, 1978, p.1261-1265;
49. Freedman, A., Sound Field of a Rectangular Piston, in JASA, vol.32, nr.2, 1960, p.197-209;
50. Freedman, A., Transient Fields of Acoustic Radiators, in JASA, vol.48, nr.1, part.2, 1970, p.135-138;
51. Freedman, A., Sound Field of Plane or Gently Curved Pulsed Radiators, in JASA, vol.48, nr.1, part.2, 1970, p.221-227;
52. Freedman, A., Farfield of Pulse Rectangular Acoustic Radiator, in JASA, vol.49, nr.3, part.2, 1971, p.738-748;
53. Fuji, Y., Yamada K., Acoustic Response of a Rectangular Receiver to a Rectangular Source, in JASA, vol.40, nr.1, 1966, p.249-251;
54. Gherman, Gh., Ignea, A., Liniarizarea caracteristicilor traductoarelor pe baza aproximării cu funcții spline de ajustare, in Lucr.Simp.Aplicații ale electronicii industriale, Univ.din Craiova, nov.1983, p.113-117;
55. Gitis, M.B., Himunin, A.S., O popravkah na difraktsiyu pri izmereniy koeffitenta poglasceniya i skorosti zbuho, in Ak.jurnal, vol.XIV, nr.3, 1968, p.363-370;
56. Gitis, M.B., Himunin, A.S., O difraktsionnih effektah v ul'trazvukovih izmereniyah, in Ak.jurnal, vol.XIV, nr.4, 1968, p.489-513;
57. Goll, J.H., The Design of Broad-Band Fluid Loaded Ultrasonic Transducers, in IEEE Trans.on Sonics and Ultr., vol. SU-27, nr.6, 1979, p.385-393;
58. Gore, J.C., Leeman, S., A Method of Describing Transducer Performance, in Conf.on the Ev.and Cal.U.S.Trans., London, 1977, p.18-23;
59. Greenspan, M., Baffled Piston Radiator: Expansion of Potential in Far, Paraxial Field, in JASA, vol.41, nr.1, 1966, p.251-252;
60. Gruvici, A.K., Kuz'mina, L.I., Sprabocinje diagrammi napravlenosti iskateley ul'trazvukovih defektosopov, Izd. Tehnica, Kiev, 1980;
61. Hatano, H., Mori, E., Acoustic-Emission Transducer and its Absolute Calibration, in JASA, vol.59, nr.2, 1976, p.344-349;
62. Hayman, A.J., Weight, J.P., Transmission and Reception of Short Ultrasonic Pulses by Circular and Square Transducers, in JASA, vol.66, nr.4, 1979, p.945-951;
63. Herman, H., Kirchner, R.P., Fundamental-Frequency Approximation Methods, in JASA, vol.55, nr.6, 1974, p.1225-1231;
64. Heyman, J.H., Phase Insensitive Acoustoelectric Transducer, in JASA, vol.64, nr.1, 1978, p.243-249;
65. Hill, R., Adams, N.L., Reinterpretation of the Reciprocity theorem for the Calibration of Acoustic Emission Transducers Operating on a Solid, in Acustica, vol.43, 1979, p.305-312;

66. Holland, R., Eer, Nisse, E.P., Design of Resonant Piezoelectric Devices, MIT Press, Cambridge, England, 1969;
67. Hortopan, Gh., Hortopan, V., Sunturi și divizoare de tensiune, Ed. Tehnică, București, 1978;
68. Hueter, Th., Bolt, R.H., Sonics, J. Wiley & Sons Inc., New York, 1955;
69. Ignea, A., Generatoare de ultrasunete, Referatul nr.1, în cadrul pregătirii pentru doctorat, Timișoara, 1981;
70. Ignea, A., Calibrarea transductoarelor de ultrasunete folosind metoda autoreciprocității în impuls, com. la Ses. de comunicări științifice, Comisia de Acustică a Academiei R.S.R., București, oct. 1985;
71. Ignea, A., Utilizarea metodei autoreciprocității în impuls la determinarea unor mărimi acustice (Lucr. comunicată la Ses. de comunicări științifice-IAEM Timișoara, dec. 1985);
72. Ilugami, S. ș.a. Frequency Spectra of Resonant Vibration in Disk Plates of $PbTiO_3$ Piezoelectric Ceramics, în JASA, vol. 55, nr. 2, 1974, p. 339-344;
73. Kagawa, Y., Yamabuchi, T., Finite-Element Equivalent Circuits for Acoustic Field, în JASA, vol. 64, nr. 4, 1978, p. 1196-1200;
74. Kajfez, D., Numerical Determination of Two-Port Parameters from Measured Unrestricted Data, în IEEE Trans. on Inst. and Meas, vol. IM-24, nr. 1, 1975, p. 4-11;
75. Kajis, R.I. Yu., Domarkas, V.I., Issledovanie ciastotnîh, harakteristik mehaniceski nedempirovannîh p'ezopreobrazovatelei nagrujennîh elektriceskimi țepiami, în Defektoskopiya, nr. 2, 1970, p. 73-80;
76. Kamevskiy, I.N., Focuserovanie zvukovîh i ul'trazvukovîh voln, Izd. Nauka, Moskva, 1977;
77. Karnovskiy, M.I., Lozovik, B.G., Akusticeskoe pole prostranstvenno izluciatelya proizvol'noy formî pri smeșannîh kraevîh usloviyah, în Ak. jurnal, vol. XIV, nr. 3, 1968, p. 403-409;
78. Katz, W.H., Solid State Magnetic and Dielectric Devices, J. Wiley & Sons, New York, 1959;
79. Kazys, R.J., Domarkos, V., The Frequency and Transient Response of Piezotransducers With Intermediate Layers and Electrical Matching Circuits, în 7-th Congr. on Acoustic, Budapest, 1971, p. 629-632;
80. Kay, S.M., Marple, Jr. S.L., Spectrum Analysis-A Modern Perspective, în Proc. IEEE, vol. 69, nr. 11, 1981, p. 1380-1419;
81. Kecs, W., Produsul de convoluție și aplicații, Ed. Academiei RSR, București, 1978;
82. Kecs, W., Teodorescu P.P., Aplicații ale teoriei distribuțiilor în mecanică, Ed. Academiei RSR, București, 1970;
83. Kelkar, S.S. ș.a., An Extension of Parseval's Theorem and Its Use in Calculating Transient Energy in the Frequency Domain în IEEE Trans. on Ind. Electronics, vol. IE-30, nr. 1, 1983, p. 42-45;
84. Keskyula, A.V., Spektor, I.Y., Effect of Mechanical Damping on the Q Factor of a Piezotransducer (trad. din l. rusă), după Defektoskopiya, nr. 1, 1973, p. 66-74;
85. Kiriyakov, V.F., O primeneniya p'ezopreobrazovatelya s naklonnim immersionnoy kamerî, în Defektoskopiya, nr. 4, 1976, p. 96-104;
86. Klerk, J. de, Elastic Constants and Debye Temperature of TiC Using a New Ultrasonic Coherent Pulse/CW Technique, în Rev. of Sci. Instr., vol. 36, nr. 11, 1965, p. 1540-1545;

87. Kocin, N.E., Calculul vectorial și introducerea în calculul tensorial, (trad. din l. rusă), Ed. Tehnică, București, 1954;
88. Kolesnikov, A.E., Akusticeskie izmereniya, Izd. Sudostroenie, Leningrad, 1983;
89. Kolesnikov, A.E., Folosirea principiului reciprocității la etalonarea absolută a receptoarelor de vibrații, în ATM-2, București, 1964, p. 65-67;
90. Kossoff, G., Calibration of Ultrasonic Therapeutic Equipment, în Acustica, vol. 12, 1962, p. 84-90;
91. Kossoff, G., Balance Technique for the Measurement of very Low Ultrasonic Power Outputs, în JASA, vol. 38, nr. 5, 1965, p. 880-881;
92. Kossoff, G., Radiation Force, în Int. of Ultras. and Biol. Tissues Seattle, Washington, 1971, p. 159-161;
93. Kossoff, G., The Effects of Backing and Matching on the Performance of Piezoelectric Ceramic Transducers, în IEEE Trans. on Sonics and Ultras., vol. SU-13, nr. 1, 1966, p. 20-30;
94. Krasilnikov, V.A., Theory and Measuring Technics of Nonlinear Acoustics, în 7-th Congr. on Acoustics, Budapest, 1971, p. 97-111;
95. Krasil'nikov, V.A., Zvukovîe i ul'trazvukovîe volnî, Fizmatgiz, Moskva, 1960;
96. Lacy, L.L., Daniel, A.C., Measurements of Ultrasonic Velocities Using Digital Averaging Technique, în JASA, vol. 52, nr. 1, part. 2, 1972, p. 189-195;
97. Lambert, A., Qualification et définition des traducteurs ultrasonores en contrôle non destructif, în Mec.-Mat.-El., nr. 313, mai, 1979, p. 191-200;
98. Lange, J.N., Group Velocity Dispersion Due to Pulse Reflection from a Frequency-Dependent Boundary Impedance, în JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 998-1001;
99. Larson III, J.D., An Acoustic Transducer Array for Medical Imaging - Part I, în Hewlett-Packard J., oct., 1983, p. 17-22;
100. Laura, P.A., Directional Characteristics of Vibrating Circular Plates and Membranes, în JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 1031-1033;
101. Leedom, D.A.s.a., Equivalent Circuits for Transducers Having Arbitrary Even-or Odd-Symetry Piezoelectric Excitation, în IEEE Trans. on Sonics and Ultras., vol. SU-18, nr. 3, 1971, p. 128-141;
102. Lloyd, P., Redwood, M., Finite-Difference Method for the Investigation of the Vibrations of Solids and the Evaluation of the Equivalent-Circuit Characteristics of Piezoelectric Resonators, part. I, II, III, în JASA, vol. 39, nr. 2, 1966, p. 346-361 și vol. 40, nr. 1, 1966, p. 82-85;
103. Lord, A.E., Changes in Velocity of an Elastic Pulse Owing to Geometrical Diffraction, în JASA, vol. 40, nr. 1, 1966, p. 163-169;
104. Loviagin, V.A., Ob opredeleniy ekvivalentnîh parametrov preobrazovatelei po fazovîm diagrammam impedanța ili provodimosti, în Ak. Jurnal, vol. XVI, nr. 3, 1970, p. 429-433;
105. Magnien, C.s.a., Impédancemètre pour transducteurs piézoélectriques de puissance, în Rev. d'Acoustique, nr. 46, 1978, p. 148-155;

106. Makhoul, J., Linear Prediction: A Tutorial Review, in Proc. of the IEEE, vol. 63, nr. 4, 1975, p. 561-580;
107. Mangulis, V., Acoustic Radiation from Piston in a Layered Medium with Applications to a Layer Containing Bubbles in JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 1083-1093;
108. Mason, W.P., Electromechanical Transducers and Wave Filters, D. van Nostrand Comp. Inc., New York, ed. II-a, 1948;
109. Mason, W.P., Piezoelectric Crystals and Their Application to Ultrasonics, D. van Nostrand Comp. Inc., New York, 1950;
110. Mason, U., (ed.), Metodii priborî ul'trazvukovîh issledovaniy, vol. I, part. A, (trad. din l. engl.), Izd. Mir, Moskva, 1966;
111. Max, J., Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques, Masson et Comp. Editeurs, Paris, 1972;
112. Mattiat, O.E., (ed.), Ultrasonic Transducer Materials, Plenum Press, New York, 1971;
113. Mc Kay, C.A., Manney, C.H., The Calibration and Use of Directional Couplers without Standards, in IEEE Trans. on Ins. and Meas., vol. IM-25, nr. 1, 1976, p. 84-89;
114. Mel'kanovici, A.F., Libențova, L.B., Izmerenie ciuvstitel'nosti p'ezoelektriceskih preobrazovateley, in Defektoskopiya, nr. 4, 1976, p. 73-83;
115. Mel'kanovici, A.F. ș. a., Izmerenie akusticeskih karakteristik preobrazovateley, in Defektoskopiya, nr. 12, 1983, p. 24-33;
116. Mel'kanovici, A.F., Obsciaya teoriya lineynovo obratimovo rabocey poverhnosti, in Defektoskopiya, nr. 12, 1983, p. 14-23;
117. Mel'kanovici, A.F., Opredelenie karakteristik elektroakusticeskih preobrazovateley putem izmereniya evo elektriceskih soprotivleniy, in Defektoskopiya, nr. 3, 1984, p. 39-45;
118. Mignogna, R., Green jr., R.E., Multiparameter System for Investigation of the Effects of Highpower Ultrasound on Metals, in Rev. of Sci. Instr., vol. 50, nr. 10, 1979, p. 1274-1277;
119. Mikhailov, I.G., Methods of Measuring the Absolute Intensity of Ultrasonic Waves in Liquids and Solids, in Ultrasonics nr. 3, 1964, p. 129-133;
120. Millea, A., Măsurări electrice, principii și metode, Ed. Tehnică, București, 1980.
121. Miller, D.G., An Acoustic Transducer Array for Medical Imaging, Part. II, in Hewlett Packard Journal, oct., 1983, p. 22-26;
122. Mocanu, C.I., Teoria cîmpului electromagnetic, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1981;
123. Mori, E., Takahashi, S., Measurements of Large Amplitude Vibrational Characteristics of Ultrasonic Power Transducers, in 6-th Congr. on Acoustics, Tokio, 1968, p. K69-K72;
124. Nicolau, E., (coord.), Manualul inginerului electronist, Măsurări electronice, Ed. Tehnică, București, 1979;
125. Niemoeller, A.F., Reciprocity Calibration of Electroacoustic Transducers in the Time Domain, in JASA, vol. 33, nr. 12, 1961, p. 1712, 1719;
126. Nuttall, A.H., Cron, B.F., Signal-Waveform Distortion Caused by Reflection off Lossy Layered Bottom, in JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 1094-1107;
127. Onoe, M. ș. a., Shift in the Location of Resonant Frequencies Caused by Large Electromechanical Coupling in Thickness-Mode Resonators, in JASA, vol. 35, nr. 1, 1963, p. 36-42;

128. Onoe, M., Junonji, H., Useful Formulas for Piezoelectric Ceramic Resonators and their Application to Measurement of Parameters, în JASA, vol. 41, nr. 4, 1967, p. 974-980;
129. Papadakis, E. P., Correction for Diffraction Losses in The Ultrasonic Field of a Piston Source, în JASA, vol. 31, nr. 2, 1959, p. 150-152;
130. Papadakis, E. P., Ultrasonic Diffraction Loss and Phase Change in Anisotropic Materials, în JASA, vol. 40, nr. 4, 1966, p. 863-876;
131. Papadakis, E. P., Absolute Accuracy of the Pulse-Echo Overlap Method and the Pulse-Superposition Method for Ultrasonic Velocity, în JASA, vol. 52, nr. 3, part. 2, 1972, p. 843-846;
132. Papadakis, E. P., Theoretical and Experimental Methods to Evaluate Ultrasonic Transducers for Inspection and Diagnostic Applications, în IEEE Trans. on Sonics and Ultras., vol. SU-26, nr. 1, 1979, p. 14-27;
133. Pao, Y. H., Sachse, W., Interpretation of Time Records and Power Spectra of Scattering Ultrasonic Pulses in Solids, în JASA, vol. 56, nr. 5, 1974, p. 1478-1486;
134. Perdrix, M. ș. a., Examination and Absolute Calibration of Ultrasonic Transducers Using Impulse Technique, în Conf. on Ev. and Cal. US. Trans., London, 1976, p. 123-132;
135. Perkins, J. P., Analysis of Piezomagnetic Vibrators, în Ultrasonics, nr. 4, 1964, p. 193-198;
136. Peterson, R. G., Rosen, M., Use of Thick Transducers to Generate Short Duration Stress Pulses in Thin Specimens, în JASA, vol. 41, nr. 2, 1967, p. 336-345;
137. Pollard, H. F., Sound Waves in Solids, Pion Limited, London, 1977;
138. Pop, E. ș. a., Măsurări în energetică, Ed. Facla, Timișoara, 1981;
139. Ramm, O. T. von, Smith, S. W., Beam Steering with Linear Arrays, în IEEE Trans. on Biom. Eng. vol. BME-30, nr. 8, 1983, p. 438-452;
140. Redwood, M., Experiments with the Electrical Analog of a Piezoelectric Transducer, în JASA, vol. 36, nr. 10, 1964, p. 1872-1880;
141. Redwood, M., Transient Performance of a Piezoelectric Transducers, în JASA, vol. 33, nr. 4, 1961, p. 527-536;
142. Redwood, M., Determination of the Parameters of a Piezoelectric Transducer from the Decay of the Resonant Vibrations în JASA, vol. 34, nr. 7, 1963, p. 895-902;
143. Reed, R. W., Control and Sampling Circuitry for the Synchronous Detection and Measurement of Ultrasonic Pulse Echoes în JASA, vol. 56, nr. 3, 1974, p. 886-890;
144. Reid, J. M., Self-Reciprocity Calibration of Echo-Ranging Transducers, în JASA, vol. 55, nr. 4, 1974, p. 862-868;
145. Riley, W. A., The Observation of Pulsed Ultrasonic Gratings in the Optical Farfield, în JASA, vol. 65, nr. 1, 1979, p. 82-85;
146. Rivenez, J., Exposé de méthodes en usage dans l'industrie mécanique, în Mec.-Mat.-El., nr. 353, 1979, p. 185-190;
147. Ronney, J. A., Nyborg, W. L., Acoustic Radiation Pressure in a Traveling Plane Wave, în Am. J. of Physics, nr. 40, dec., 1972, p. 1825-1830;
148. Rosenberg, L. (ed.), High-Intensity Ultrasonic Fields, (trad. din l. rusă), Plenum Press, New York, 1971;
149. Roșculeț, M. N., Analiza matematică, vol. I și II, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1966;

150. Rudenko, O.V.ș.a., To the Theory of the Streams Caused by Sound Waves, în 7-th Congr. on Acoustics, Budapest, 1971, p.401-404;
151. Săvescu, M.ș.a., Metode de aproximare în analiza circuitelor electronice, Ed. Tehnică, București, 1982;
152. Sedlacek, M., Asenbaum, A., Simultaneous Measurement of Sound Velocity and Sound Attenuation in Liquids by Correlation Method, în JASA, vol. 62, nr. 6, 1977, p.1420-1423;
153. Sedov, L., Mécanique des milieux continus, vol. I și II, (trad. din l. rusă), Ed. Mir, Moskva, 1975;
154. Shih-Ping Liu, Chlorine-Release Test for Cavitation-Activity Measurements, în JASA, vol. 38, nr. 5, 1965, p.817-823;
155. Sigelmann, R.A., Caprihan, A., Design Method for Ultrasound Transducers Using Experimental Data and Computers, în JASA, vol. 62, nr. 6, 1977, p.1491-1501;
156. Simanski, J.P.ș.a., Loading Transducers for Nondestructive Testing and Signal Processing by Acoustic Bulk Waves în Ultrasonics, mai 1974, p.100-105;
157. Simpson jr., W.A., Time-Frequency Domain Formulation of Ultrasonic Frequency Analysis, în JASA, vol. 56, nr. 6, 1974, p.1774-1781;
158. Skimin, H.J.Mc., Pulse Superposition Method for Measuring Ultrasonic Wave Velocities in Solids, în JASA, vol. 33, nr. 1, 1961, p.12-16;
159. Skimin, H.J.Mc., Andreatch, P., Analysis of the Pulse Superposition Method for Measuring Ultrasonic Wave Velocities as a Function of Temperature and Pressure, în JASA, vol. 34, nr. 5, 1962, p.609-615;
160. Skimin, H.J.Mc., Andreatch, P., Measurement of very Small Changes in the Velocity of Ultrasonic Waves in Solids, în JASA, vol. 41, nr. 4, part. 2, 1967, p.1052-1057;
161. Skudrzyk, E., Osnovî akustiki, (trad. din l. engl.), vol. I și II, Izd. Mir, Moskva, 1976;
162. Smits, J.S., Iterative Method for Accurate Determination of the Real and Imaginary Parts of the Materials Coefficients of Piezoelectric Ceramics, în IEEE Trans. on Sonics and Ultras., vol. SU-23, nr. 6, 1976, p.393-402;
163. Smoleanski, M.L., Tabele de integrale nedefinite, (trad. din l. rusă), Ed. Tehnică, București, 1972;
164. Spătaru, Al., Teoria transmisiunii informației, vol. I și II, Ed. Tehnică, București, 1966;
165. Speake, J.H., An Absolute Method of Calibrating Ultrasonic Transducers Using Laser Interferometry, în Conf. on Ev. and Cal. U.S. Trans., London, 1977, p.106-114;
166. Stanomir, D., Electroacustica, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1968;
167. Stanomir, D., Sisteme electroacustice. Cîmpul, radiația și transducția, Ed. Tehnică, București, 1984;
168. Stanomir, D., Teoria fizică a sistemelor electromecanice, Ed. Academiei R.S.R., București, 1982;
169. Stanomir, D., Stănășilă, O., Metode matematice în teoria semnalelor, Ed. Tehnică, București, 1980;
170. Stapper, M.A., A Simplified Approach to the Mechanics of Acoustical Wave Propagation Applicable to the Problems of Radiation Pressure, Part. II, The Application to Rayleigh and Langevin Radiation Pressure, în Acustica, vol. 39, 1978, p.111-116;

171. Stearns, S.D., Digital Signal Analysis, Hayden Book Comp. Inc., Rochelle Park, New Jersey, 1975;
172. Stepanishen, P.R., Transient Analysis of Lumped and Distributed Parameter Systems Using an Approximate Z-Transform Technique, in JASA, vol. 52, nr. 1, part. 2, 1972, p. 270-282;
173. Stepanishen, P.R., Comments on "Farfield of Pulsed Rectangular Acoustic Radiator", in JASA, vol. 52, nr. 1, part. 2, 1972, p. 434-436;
174. Stolojanu, Gr. s. a., Prelucrarea numerică a semnalului vocal, Ed. Militară, București, 1984;
175. Szabo, Th. L., Seavy, G., Radiated Power Characteristics of Diagnostic Ultrasound Transducers, in Hewlett Packard J., oct. 1983, p. 26-29;
176. Szorek, R., Zapior, B., Measurement of the Intensity of Ultrasound Using the Dilatometric Method, in Acustica, vol. 41, 1978, p. 44-46;
177. Sora, C., Cuadripolul electric, Ed. Tehnică, București, 1964;
178. Sora, C., Bazele electrotehnicii, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1982;
179. Tertişco, M., Stoica, P., Identificarea și estimarea parametrilor sistemelor, Ed. Academiei R.S.R., București, 1980;
180. Torr, G.R., The Calorimetric Measurement of Acoustic Power at Megahertz Frequencies, in Conf. on Ev. and Cal. U.S. Trans. London, 1977, p. 133-139;
181. Trott, W.J., Reciprocity Parameters Derived from Radiated Power, in JASA, vol. 34, nr. 7, 1962, p. 989;
182. Trott, W.J., Underwater-Sound-Transducer Calibrating from Near-field Data, in JASA, vol. 36, nr. 8, 1964, p. 1557-1568;
183. Urick, R.J., Calibration of Two Transducers Assumed Identical, in JASA, vol. 31, nr. 2, 1959, p. 251;
184. Urick, R.J., Generalized Form of the Sonar Equations, in JASA, vol. 34, nr. 5, 1962, p. 547-550;
185. Vlad, V.I. s. a., Prelucrarea optică a informației, Ed. Academiei R.S.R., București, 1976;
186. Vlasov, V.A., Metoda opticointerferometrică pentru etalonarea traductoarelor electroacustice, in ATM-2, Ed. Tehnică, București, 1964, p. 63-65;
187. Walton, A.P.J.B., Chivers, R.C., The Piezoelectric Hydrophone for Ultrasonic Output Assessment, in Conf. on Ev. and Cal. U.S. Trans., London, 1977, p. 96-105;
188. Weight, J.P., Hayman, A.J., Demonstrations of Field Phenomena of Short Pulse Ultrasonic Transducers, in Conf. on Ev. and Cal. U.S. Trans., London, 1977, p. 24-32;
189. Wells, P.N.T., Biomedical Ultrasonics, Academic Press, London, 1977;
190. Wells, P.N.T. s. a., Milliwatt Ultrasonic Radiometry, in Ultrasonics, nr. 3, 1964, p. 124-128;
191. Wells, P.N.T., The Standardisation of Electronic Systems in Ultrasonic Pulse-Echo Diagnosis, in I-st World Congr. on Ultrasonic Diagnostics in Medicine and SIDUO III, Viena, 1969, p. 29-37;
192. Weynes, A., Radiation Field Calculations of Pulsed Ultrasonic Transducers; Part 1: Planar Circular, Square and Annular Transducers; Part 2: Spherical Disc- and Ring-Shaped Transducers, in Ultrasonics, iul., 1980, p. 183-188, respectiv, sept., 1980, p. 219-223;

193. Whitaker, J.S., Jessop, T.J., Ultrasonic Detection and Measurement of Defects in Stainless Steel, în British J. of N.D.T., nov. 1981, p. 293-303;
194. Whittingham, T.A., Farmery, M.J., Simple Methods for Routine Evaluation of Transducers Used in Medical Diagnosis, în Conf. on Ev. and Cal. U.S. Trans., London, 1977, p. 47-54;
195. Whymark, R.R., Nonlinear Design Technique for High-Power Magnetostrictors, în JASA, vol. 45, nr. 4, 1969, p. 827-833;
196. Williams jr., A.O., Integrated Signal on Circular Piston Receiver Centered in a Piston Beam, în JASA, vol. 48, nr. 1, part. 2, 1970, p. 285-289;
197. Woollett, R.S., Effective Coupling Factor of Single-Degree of Freedom Transducers, în JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 1112-1123;
198. Yamada, K., Fuji, Y., Acoustic Response of a Circular Receiver to a Circular Source of Different Radius, în JASA, vol. 40, nr. 5, 1966, p. 1193-1194;
199. Zieniuk, J., Chivers, R.C., Measurement of Ultrasonic Exposure with Radiation Force and Thermal Methods, în Ultrasonics, iul., 1976, p. 161-172;
200. Zonhiev, M.A., Amplitudno-fazovîe gologrammî kolebatelnîe obrazov, în Ak. Jurnal, vol. XVI, nr. 2, 1970, p. 252-256;
201. x x x Interaction of Ultrasound and Biological Tissues- Proceedings of a Workshop, Seattle, Washington, nov., 1971;
202. x x x Das Krautkrämer Taschenbuch, Krautkrämer GmbH, 1981;
203. x x x Proper Calibration-Correct Measurements-Applikation, 01/013e, Robotron, Dresden, 1980;
204. x x x Rf Wattmeters for in Line Power Measurement at Ultrasonic Frequencies, în Ultrasonics, nr. 6, 1973, p. 243-245;
205. x x x SIPAC - Sistem de programe pentru identificarea și proiectarea asistată de calculator a sistemelor automate. Manual de prezentare și utilizare. Institutul Central pentru Conducere și Informare. Direcția de cercetare. Laboratorul Calculatoare de proces, 1980.

— / / / —