

MASTER

Een bloedstromingsmeter werkend met ultrageluid en gebruikmakend van het Doppler-effect

Holland, W.P.J.

Award date:
1968

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Afdeling der Elektrotechniek
Technische Hogeschool
Eindhoven

961 bse



GROEP METEN EN REGELEN

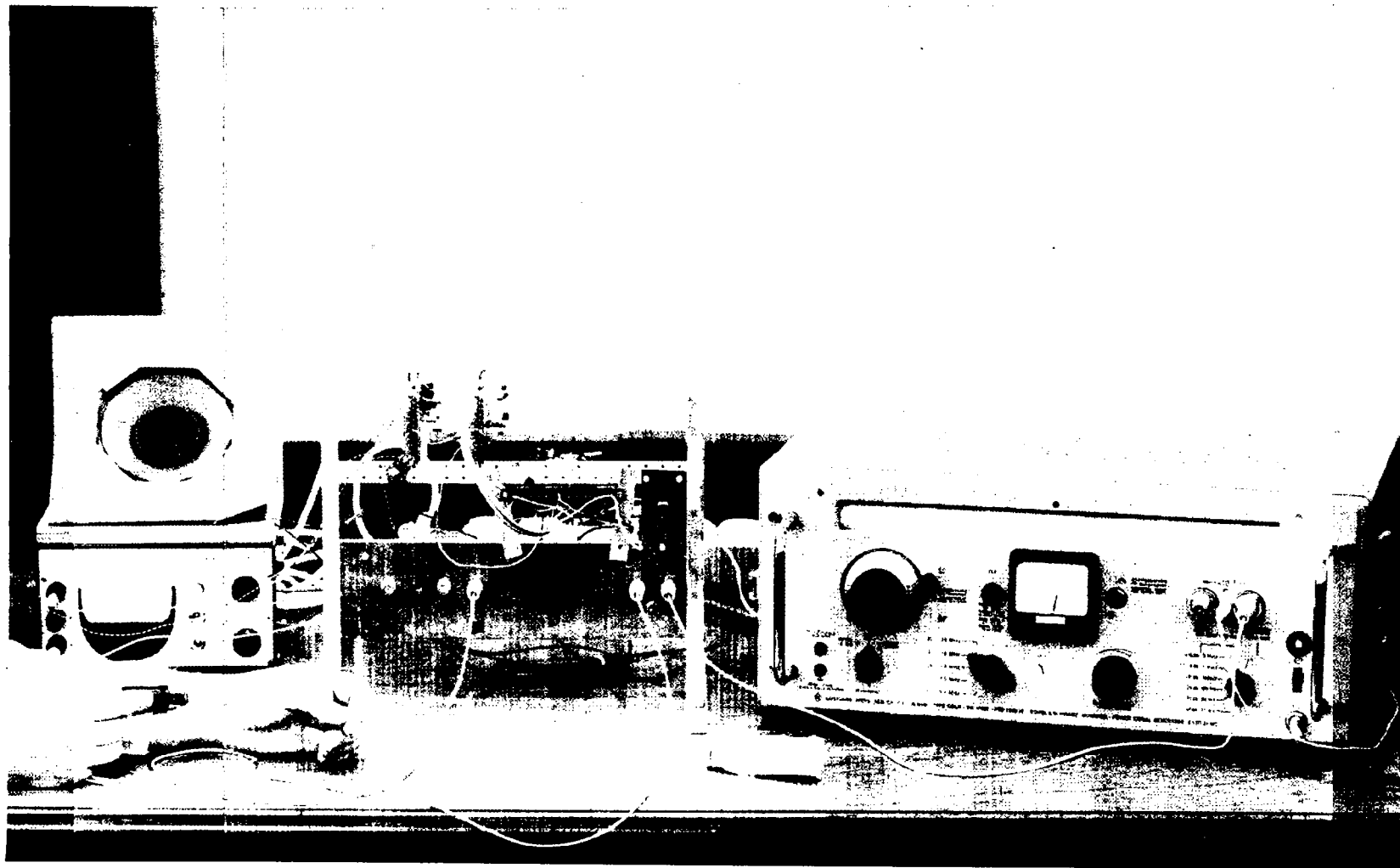
Een bloedstromingsmeter werkend met
ultrageluid en gebruikmakend van het
Doppler-effect.

W.P.J. Holland

Rapport van het afstudeerwerk uitgevoerd
van oktober 1967 tot september 1968
in opdracht van Prof.dr. C.E. Mulders
onder leiding van ir. C.A.M. van den Brekel.

ERA

afhand 16-9



INHOUD

1. BESCHRIJVING VAN DE DOPPLER-FLOW-METHODE	1
1.1. Noodzaak van bloedstromingsmeting.	1
1.1.1. ten behoeve van het model	1
1.1.2. ten behoeve van de patient	3
1.1.3. methoden van bloedstromingsmeting	3
1.1.3.1. keuzemogelijkheden	3
1.1.3.2. kriteriën voor de keuze	4
1.1.3.3. weegfactoren	4
1.1.3.4. selectie van een methode	4
1.2. Ultrasonische stromingsmeting.	5
1.2.1. gepulsde ultra-sonische methoden	5
1.2.2. het "rond-zing" principe	6
1.2.3. fase-verschuivingsmethode	6
1.2.4. het Doppler-effekt-principe.	7
1.3. Eigenschappen van de bloedsomloop.	7
1.3.1. samenstelling van het bloed	8
1.3.2. stromingseigenschappen van bloed	8
1.3.3. radiale drift van bloedlichaampjes	9
1.3.4. radiale uitzetting van aderwand	10
1.3.5. verstrooiing van ultra-geluid in bloed	11
1.4. Het spektrum van de Dopplerfrequentie-shift.	13
1.4.1. lijn-frequentie verschuiving	13
1.4.2. spectrum-frequentie verschuiving	14
1.4.3. spectrum van een geïdealiseerde configuratie	15
1.4.4. spectrum bij praktische configuraties.	16
1.5. Uitvoeringsvormen van Doppler-flow meters.	17
1.5.1. historische ontwikkeling	17
1.5.2. uitvoeringsvormen	18
1.5.3. tekortkomingen	19
1.5.3.1. snelheids i.p.v. flowmeting	19
1.5.3.2. onderste meetdrempel	20
1.5.3.3. richtingsinformatie.	20
1.5.4. nieuwe voorstellen	20
1.5.4.1. ware flow-meting	20
1.5.4.2. zijband detectoren	20
1.5.4.3. eliminatie meetdrempel.	21

2. OPWEKKING VAN ULTRA-GELUID	22
2.1. Inleiding.	23
2.1.1. grondbegrippen	23
2.1.2. elektro-akoustische omzeters	25
2.1.3. piezo-elektrische omzeters	26
2.1.4. elektro-striktieve omzeters	28
2.2. Theorie van de omzetter in stationair bedrijf.	30
2.2.1. de matrix-notatie	30
2.2.2. keuze van de onafhankelijke variabele	31
2.2.3. een speciale keuze: de dikte triller	33
2.2.4. de koppelfactor k	35
2.3. Het golfvoortplantings gedrag .	37
2.3.1. golfvoortplanting in een staaf	38
2.3.2. resonantie gedrag in een staaf	41
2.4. Theorie van de omzetter in dynamisch bedrijf .	44
2.4.1. het equivalente circuit	45
2.4.1.1. de frekwentie respointie	46
2.4.1.2. de bandbreedte	47
2.4.2. het equivalente L-C-R-circuit	48
2.4.2.1. de elektrische ingangsadmitantie	50
2.4.2.2. de synthese van het polaire diagram	51
2.4.2.3. de analyse van het polaire diagram	53
3. ONTWERP VAN OPNEMERS VOOR ULTRA-GELUID	55
3.1. Keuze van de frekwentie.	55
3.1.1. minimale huid-absorbtie	55
3.1.2. maximale geluidsverstrooiing	56
3.1.3. dynamiek in het Doppler-spektrum	57
3.2. Uitgestraald vermogen .	58
3.3. Admitantie-metingen aan PZT-5 .	59
3.3.1. meetopstelling	59
3.3.2. meetmethode	60
3.3.3. metingen	61
3.3.4. resultaten uit het diagram	61
3.4. De elektrische aanpassing.	62
3.4.1. aan de zender	62
3.4.2. aan de ontvanger	63
3.5. de akoustische aanpassing.	64

<u>4. DOPPLER-FLOW METINGEN</u>	67
4.1. Metingen aan het model .	67
4.1.1. kenmerken van het model	67
4.1.2. een ijkgrafiek	68
4.1.3. overzicht meetapparatuur	68
4.1.4. meetprocéde	69
4.1.5. waarnemingen	70
4.1.6. conclusie	71
4.2. Metingen van de bloedstroom.	72
4.2.1. het opnemertje	72
4.2.2. plaatsing op de huid	73
4.2.3. elektronische opstelling	73
4.2.4. toelaatbare voedingsspanning	73
4.2.5. metingen	74
4.2.6. conclusie	74
4.3. Stand van zaken en suggesties voor de toekomst.	75
4.3.1. absolute calibratie	75
4.3.2. statioanaire en dynamische ijking	76
4.3.3. eenvoud kenmerk van het ware?	76
4.3.4. statistisch onderzoek	76
4.3.5. periodieke bewegingen	77
4.3.6. enkele praktische wenken	77
4.3.7. meerdere opnemertjes	77
4.3.8. tenslotte: een waarschuwing!	77
BIJLAGEN: 6 pagina's,	78
LITERATUURLIJST/	79
	80

pagina is blanco.

1.1.BLOEDSTROMINGSMETINGEN

Eén van de onderwerpen die in het medisch-fysiologisch kader in de groep Meten en Regelen op de afdeling der Elektrotechniek aan de Technische Hogeschool te Eindhoven ter hand wordt genomen, betreft studie en onderzoek naar systeem en gedrag van de bloedstroming in het menselijk lichaam.

Onder de vele wegen die men kan inslaan om een waardevolle beschrijving te geven van deze bloedcirculatie, blijken er verschillende, voor praktisch-medisch gebruik bezwaarlijk, en voor toepassing op een Technische Hogeschool ontoegankelijk.

Zo blijft klinisch onderzoek waar men met het ontleedmes chirurgisch optreedt, taboe. Ook onderzoeksmethoden, waarbij algehele of plaatselijke verdoving wordt opgewekt, hetzij bij de mens, hetzij bij het dier komen voorlopig althans niet in aanmerking. Zelfs die methoden, die geen enkele bloedige ingreep behoeven, moeten tot een minimum beperkt worden omdat, anders dan in ziekenzaal of kliniek, het aanbod van proefpersonen, vrijwel nihil is.

Ondanks deze gesperde toegangswegen, bestaat er een uitweg, die genoemde bezwaren omzeilt. Beschrijving van de bloedstroming(en ook van andere fysiologische mechanismen) kan geleverd worden via simulatie op een model. Een model dat, op grond van waargenomen eigenschappen, in het levende organisme, hiermee zo nauwkeurig mogelijk mee in overeenstemming wordt gebracht. Is deze eenmalige arbeid verricht, dan staat het model klaar om, als het ware "in vitro", verder onderzoek toe te laten. Metingen aan het model geschieden onbloedig, vragen geen verdoving en, eenmaal gereed, geen proefpersonen: het model staat "model" voor de patiënt.

Ter zake van de bloedsomloop, heeft o.m. de Pater¹ een analogon geconstrueerd. Deze werd op de afdeling M&R gedeeltelijk gerealiseerd door Ellenkamp². Met dit model kunnen druk-bloedstromingshoeveelheid- en de volume verandering van de aderdoorsnede, van één menselijk been worden gemeten. Andere mogelijkheden voor modellen van de bloedsomloop zijn te vinden in de verslagen van de Internationale Conferenties over Medische en Biologische Onderzoekingen⁶⁻⁷, en van de symposia over bloedstroming⁸⁻⁹.

1.1.1. BLOEDSTROMINGSMETINGEN TEN BEHOEVE VAN HET MODEL

De waarde van een model wordt uitgemaakt door de natuurgetrouwheid ervan. Deze wordt op haar beurt bepaald door de nauwkeurigheid waarmee de procesgegevens zich laten meten: uit deze gegevens wordt immers het model gesynthetiseerd,

De waarde van een bloedstromingsmodel wordt dus opgevoerd naarmate verfijndere en uitgebreidere gegevens vrij komen over bijvoorbeeld: ader-eigenschappen (zoals doorsnede en dikte, elasticiteit en inwendige wrijving van de aderswand als functie van de plaats) eigenschappen van het bloed (viscositeit en hydrodynamische eigenschappen). Deze groepen van gegevens zullen we als "intrinsiek" aanduiden, daar zij direkt slaan op eigenschappen van onderdelen uit het circulatie-systeem. Met deze intrinsieke gegevens kan een theoretische analyse van de bloedsomloop worden gegeven, waarna hiermee een analogon kan worden opgebouwd. Het model van de Pater werd dan ook opgezet met behulp van deze intrinsieke gegevens.

Toch kleeft er aan deze gegevens-groep een bezwaar. Zij lenen zich namelijk moeilijk voor direkte, uitwendige en onbloedige bepaling. Slechts langs secundaire weg (door bv. een ader te isoleren en dan de fysische eigenschappen van te meten) laat zich hierover iets zeggen.

Er bestaat nu echter een tweede groep gegevens, die dit bezwaar van ontoegankelijkheid mist. In deze groep vallen gegevens betreffende de bloedsnelheid, de bloedflow, de bloeddruk, als functie van de plaats. Deze extrinsieke grootheden slaan op uiterlijke verschijnselen en bewegingen van het organisme, en laten zich makkelijker meten.

Bekendheid van elk van de beide groepen gegevens, naar plaats en naar tijd, bepaalt volledig het circulatie-systeem. De conclusie moet derhalve zijn dat zowel de intrinsieke groep als de extrinsieke groep, volledig het model bepalen.

Deze stellingname impliceert dat kennis over de éne groep grootheden, kennis verschaft over de andere groep. M.a.w. zijn we in staat om bij een patient Bloeddrukken en bloedstromingen te bepalen, dan levert ons dit bijgevolg tevens kennis op van de intrinsieke grootheden van deze patient. Langs deze weg wordt het mogelijk om bv. de plaats en omvang van een ader-verstopping te bepalen bij trombose of arterio-sklerose. Het model fungeert dus als vertaler van de gemeten extrinsieke grootheden in de onbekende, intrinsieke grootheden, die een arts, bij zijn diagnose behoeft.

Een voorbeeld uit de praktijk van de telefonie of energietransport langs kabels kan deze werkwijze verduidelijken: bij kabelbreuk kan een monteur de kortsluiting of onderbreking lokaliseren, door op een voorgeschreven wijze stromen en spanningen aan het begin van de kabel te meten.

Figuur no 1 mag deze gedachtengang illustreren.

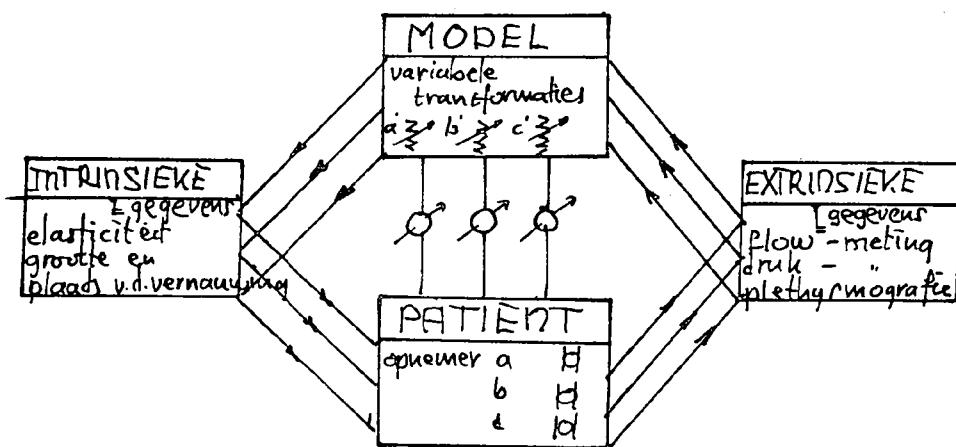


fig no 1

De cyclus start bij het verzamelen van extrinsieke meetgegevens van de patient. Duidelijk speelt hier het model de rol van vertaler, van transformator tussen extrinsieke en intrinsiek grootheden. Met behulp van de variabele transformatie "knoppen" moet overeenstemming worden ingesteld tussen model en patient. In dit geval geven de "nuldetektors" tussen model en patient evenwicht aan. De intrinsieke toestand in dit geval mag nu ook op de patient betrokken worden. Hiermee is de cyclus voltooid.

Met bovenstaande werd getracht het belang van een model te verduidelijken. Tevens springt hier het belang in het oog van een zo bevredigend mogelijk functioneren, dus van een zo natuurgetrouw mogelijk model. Om dit te bereiken zijn voortdurende vergelijkende metingen nodig tussen mens en model om de overeenstemming steeds meer te perfektioneren. Onontbeerlijk hierbij zijn meetmethoden waarmee dit bereikt kan worden. Dit levert dus een pleidooi op, deze meetmethoden betreffende bloedsnelheid, flow etc. te onderzoeken.

1.1.2. BLOEDSTROMINGSMETINGEN TEN BEHOEVE VAN DE PATIENT

Ofschoon het voorgaande hoofdstuk gewijd was aan een zo juist mogelijk ontwerp en afregeling van het model, mag niet uit het oog worden verloren dat de studie van het model in de allereerste plaats dient, om de patient behulpzaam te zijn en niet om de ingenieur te gerieven. Bij een patient kan immers, buiten de indirecte weg van het model, ook de direkte weg van rechtsreeks diagnostiseren gevolg worden. Door ter plaatse zich over de bloeddruk en flow te informeren, kunnen vaak al vele conclusies getrokken worden.

Als eerste, simpele mogelijkheid doet zich voor het signaleren van de hartslag, afgenomen bijvoorbeeld aan de polsen. Hier behoeft slechts kwalitatief gemeten te worden. Verder kunnen vergelijkende metingen aan twee symmetrische ledematen van de patient worden uitgevoerd; hierbij wordt eveneens nog geen topprestatie aan kwantitatieve gegevens verlangd. Vergelijkende metingen van verschillende soorten opnemers kunnen de informatie vermeerderen, door de resultaten met elkaar te correleren: bloedsnelheid met bloeddruk

bloeddruk met plethysmografische verschijnselen

bloedstroming met het elektro-cardiogram.,

terwijl ook bloedstromingsmetingen van diverse typen meters met elkaar vergeleken kunnen worden.

1.1.3. METHODEN VAN BLOEDSTROMINGSMETING

Het is mogelijk een groot aantal opnemers, die allen op een ander principe berusten, informatie te laten verschaffen over circulatie-onbekenden. Elk type bezit zijn specifieke kwaliteiten, met pro's en contra's. Door elk van de voor- en nadelen van een weegfaktor te voorzien, zullen de eigenschappen van een of meerdere de doorslag geven. Deze weegfactoren ontstaan deels subjectief, deels objectief. Subjectief in de zin dat te voren reeds beperkingen betreffende de methoden zijn opgesteld zoals: onbloedig, onschadelijk. Objectief is de weegfaktor waar de mate van precisie en betrouwbaarheid in het gebruik in het geding zijn.

1.1.3.1. Keuzemogelijkheden

Nu volgt een bloemlezing van bloedstromingsmetingen. Hiervoor voornamelijk geraadpleegd de referenties 3-4-en 5.

DIREKT

opnemers die reageren op
volume-veranderingen:

- maatglas en stopwatch
- stromingsklok van Ludwig
- bellenstroommeter

opnemers die gevoelig zijn
voor energie:

- buisje van Pitot
- rota-meters
- haar-stromingsmeter

-druppelteller
-plethysmografische occlusie

-druk-gradient meting

INDIREKT

opnemers die een indicator
transport waarnemen:

-edelgassen in hersenen en hart
-zuurstof in longen
-stoffen in lever en nieren
-radioisotopen
-kleurstofverduunningsmethoden

opnemers die een uitwendige
warmte-energiebron benutten.

-warmte stromingsklok
-calorimetrie
-isothermische oppervlakte
stromingsmeting

- bloeddruk puls analyse
opnemers die een uitwendige
stralings-energiebron benutten:

-elektromagnetische stromingsmeting
-magnetische spinresonantie methoden
-ultra sonore stromings metingen
-transcutane ultrasonische meting
-lichtgevoelige stromings methoden
(foto elektrisch).

1.1.3.2. KRITERIA VOOR DE KEUZE

Eisen waaraan de ideale bloedstromingsmeter behoort te voldoen
kunnen globaal in twee groepen gesplitst worden:

de kwaliteitsgroep. Hieronder vallen begrippen als:

reproduceerbaarheid	lineariteit
stabiliteit	samplingssnelheid
gevoeligheid	parameter ongevoeligheid
dynamiek	vrijwaarding tegen biologische responsies

de hanteerbaarheidsgroep. Hier worden onderscheiden:

flexibiliteit onder uiteenlopende voorwaarden
toepasbaarheid in vele toestanden en op vele plaatsen
selectiviteit op gescheiden aders
comfort in tijdsbestek en bediening van elke meting
draagbaarheid bij transport, wendbaarheid
kosten van het apparaat, zowel naar materiaal
als naar research kosten
en naar aanverwan te data-registratoren.

1.1.3.3. WEEGFAKTOREN

Als drie strikt te vervullen voorwaarden gelden:

de onbloedigheid	merkteken
de continue meetbaarheid	merkteken
de momentane registratie	merkteken

Aan deze eisen worden alle andere criteria ondergeschikt gemaakt.

1.1.3.4. SELEKTIE VAN EEN METHODE

Genoemde condities worden vervuld door de volgende methoden:

de slagaderlijke drukpuls analyse
de iso-thermische stromingsmeting
de transcutane ultrasonische
de elektromagnetische meting

Aan de eerste kandidaat-methode werd aandacht geschonken door Ellenkamp in zijn studie naar omtreksvariatiës. Hij concludeert dat een sluitende analyse om hieruit een stroming of snelheids bepaling af te leiden niet goed mogelijk zou zijn.

Isothermische oppervlakte stromingsmeting lijkt slechts mogelijk op plaatsen waar de slagader dicht het huidoppervlak nadert. In het been is dit niet het geval, en daar de meetmethode toch geschikt moet zijn om het model te steunen met metingen, komt deze methode eveneens niet in aanmerking.

De keuze tussen de ultrasonische methode en de magnetisch methode werd beslist in het voordeel van eerstgenoemde. Recente publicaties⁷ wekten hier grotere verwachtingen bij op, betreffende de gevoeligheid, en direkt bruikbaar resultaat.

1.2. ULTRASONORE STROMINGSMETING

Alvorens in hoofdstuk 5 typische bloedstromings metingen met gebruikmaking van ultra-geluid aan de orde zullen komen, volgt nu een beknopt exposé over een viertal verschillende methodes die allen ultra-geluid aanwenden om vloeistof stromingen te meten. Deze ideeën stammen oorspronkelijk uit het industriële milieu, waar men uitzag naar een nauwkeurige en universele debietmeter^{10/}.

SCHETS no. 2 is van toepassing op de eerste van de methoden.⁽¹¹⁾

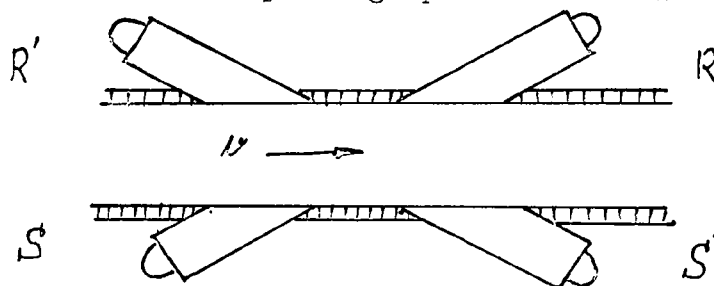


Fig. no. 2

Rond een buis waar vloeistof doorstroomt met snelheid v zijn 4 omzetters geplaatst. S en S' bevatten een kristal dat in staat is geluidstrillingen van hoge frekwentie (0,1-10MHz) uit te zenden, en deze twee omzetters spelen de rol van zender. De andere twee staan diagonaal hier tegenover met een kristal dat de geluidstrillingen omzet in elektrische stromen van dezelfde frekwentie als van het geluid.

1.2.1. GEPULSTE ULTRASONISCHE STROMINGSMETING

Uit de zenders S en S' vertrekken korte geluidspulsen. Deze bereiken de ontvangers R en R' na

$$t_1 = \frac{d}{c+v} \quad \text{resp.} \quad t_2 = \frac{d}{c-v} \quad \text{sec.} \quad (121.1)$$

waarin d is de afstand $S-R = S'-R'$,
 waarin c is de voortplantingssnelheid van geluid in de vloeistof.
 Het verschil in reistijd t_1 en t_2 ontstaat doordat de pulsen die stroomafwaarts reizen, sneller hun ontvangstation bereiken dan de pulsen die tegen de stroom op "roeien": deze laatsten worden vertraagd.

Het verschil Δt bedraagt:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2vd}{c^2 - v^2} \approx \frac{2vd}{c^2} \text{ als } c \gg v \quad (121.2)$$

Het tijdsverschil Δt kan verkregen worden uit een elektronische geheugenschakeling die gevoelig is voor het verschil in aankomst-tijd van beide pulsen.

1.2.2. ULTRASONORE STROMINGSMETING WERKEND OP HET RONDZINGPRINCIPE

Wederom wordt een puls uit S en uit S' verzonden. Deze methode verschilt nu van de vorige doordat het tijdstip van vuren van de volgende puls bepaald wordt door aankomst van de puls in R resp. R'. De ontvangen puls "triggert" aldus de zender voor de volgende puls. Er ontstaat nu een pulsherhalingsfrequentie die maatgevend voor de stromingssnelheid blijkt te zijn.

Het tijdsinterval tussen vertrektijden van pulsen stroomafwaarts:

$$\Delta t_1 = \frac{d}{c - v} \quad (122.1)$$

De pulsherhalingsfrequentie die hierbij behoort bedraagt dus:

$$\Delta f_1 = \frac{1}{\Delta t_1} = \frac{c + v}{d} \quad (122.2)$$

Evenzo bedraagt de pulsherhalingsfrequentie van de stroomopwaartse zin:

$$\Delta f_2 = \frac{1}{\Delta t_2} = \frac{c - v}{d} \quad (122.3)$$

Het verschil in de beide frequenties bedraagt:

$$\Delta f = \Delta f_1 - \Delta f_2 = \frac{2v}{d} \quad (122.4)$$

Het grote voordeel van deze methode t.o.v. de vorige ligt hierin dat dit frequentieverschil onafhankelijk is van de voortplantingssnelheid in de vloeistof; deze laatste kan variëren bv. met de temperatuur, of door verandering in samenstelling van de stromende vloeistof. Genoemde methode kent een variant waarbij in plaats van pulsen, een continu signaal wordt uitgezonden door S en S'. Bereikt het front van dit signaal de ontvanger R resp R' dan wordt de bijbehorende zender geblokkeerd, zolang de ontvanger nog krijgt. De herhalingsfrequentie waarmee in dit systeem de pulsen worden ontvangen is de helft van het "rondzing"-systeem.

1.2.3. DE FASE-VERSCHUIVINGSMETHODE

Men voedt beide zenders S en S' uit dezelfde bron. Door het verschil te meten tussen beide ontvangen signalen uit R en R' ligt de stromingssnelheid vast. Dit faseverschil bedraagt:

$$\Delta Q \approx \frac{4\pi f v d}{c^2} \text{ radialen} \quad (123.1)$$

waarin f is de geluidsfrequentie.

Alle drie genoemde methoden werden aangepast om in fysiologisch milieu bloedstroming door aderen te meten. Het nadeel van deze methoden ligt in hun bloedig karakter: aan twee zijden van de aderonttrek moeten de omzeters geplaatst kunnen worden. Toch zijn op deze principes instrumenten ontwikkeld als tegenhangers van de tot op heden meest betrouw-

bare en gevoelige ,doch eveneens bloedige elektromagnetische bloed-flowmeters.

Voor de gepulste ultrasonore bloed-flowmeter ,zie ref. 12.

Wat de fase-gevoelige ultrasonore meter betreft, kan worden opgemerkt dat Zarnstorff¹³ deze methode verfijnde, door het ontvangen signaal van 1 MHz naar een lagere frekwentie te mengen, waardoor de fase eenvoudig te meten valt.

Voor meer gegevens betreffende de ontwikkeling van deze flow-meters voor medisch gebruik zie ref.6, pag. 251 ev.

en ref.14, pag 126 ev.

12.4. ULTRASONORE BLOEDSNELHEISMETING MET HET DOPPLER-EFFEKT.

Een methode om ultra-geluid aan te wenden zodat ze zich voor onbloedige metingen leent, treft men aan onder de naam Doppler-flow-meting. Zij wordt hieronder in grote lijnen uiteengezet.

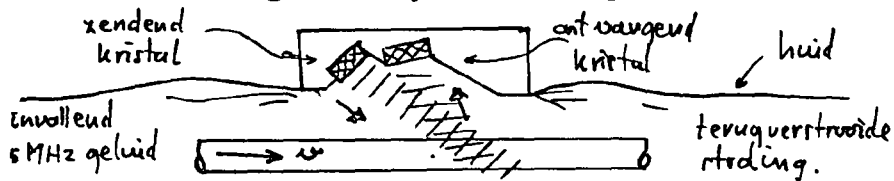


Fig. no. 3

De Doppler meting berust op een ander principe dan vorige methoden, Een kristal wordt door een elektrische oscilator van hoge frekwentie in trilling gebracht. De ontstane geluidstrillingen planten zich door een akoustisch goed geleidende gelei, door de huid, het weefsel , en tenslotte door een ader. Op deze ader is de stralingsbundel gericht. Ontmoet het geluid bloed, dat treedt verstrooing op aan de bloedlichaampjes (scattering). Beweegt het bloed zich niet, dan zal de frekwentie van het terug-verstrooide gedeelte exact de frekwentie behouden van de invallende straling. Beweegt zich echter het bloed, dan wijzigt zich dit terugverstrooide signaal in frekwentie tgv. het Doppler-effekt, met een bedrag dat evenredig is aan de snelheid van de bloedlichaampjes in het plasma. Naar gelang de bewegingsrichting georiënteerd is t.o.v. de plaatsing van zender en ontvanger , is deze frekwentie verandering een verhoging of een verlaging. Hier is dus richtings informatie in te vinden. Door b.v. het terug-verstrooide signaal te mengen met het invallende signaal behoudt men de frekwentie verschuiving. Het blijkt dat deze "shift" in het audio-gebied ligt, en dus ook hoorbaar kan worden gemaakt, hetgeen zeer instruktief is.

Om in hoofdstuk 4 dieper het Doppler-mechanisme te doorgronden, zullen nu eerst enkele eigenschappen van bloed en het gedrag van ultra-geluid hierin, behandeld worden .

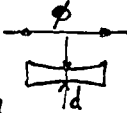
1.3. EIGENSCHAPPEN VAN DE BLOEDSOMLOOP

Om het verstrooingsmechanisme in bloed te kunnen beschrijven zal eerst de samenstelling van het bloed bekend moeten zijn. Ook stromingseigenschappen van bloed, te samen met de drift van de bloedlichaampjes zijn bepalend voor het Doppler-effekt. Aangezien dit effect gevoeligheid bezit voor elke beweging en verplaatsing van elk objekt dat door de invallende bundel wordt getroffen, zal de radiale uitzetting van de aderwand, zoals bij slagaders optreedt, een neven-effekt opleveren.

Al deze punten worden in dit hoofdstuk onder de aandacht gebracht.

1.3.1. DE SAMENSTELLING VAN HET BLOED⁽¹⁵⁾

Bloed bestaat uit een vloeistof, het bloedplasma, waarin cellen zweven de bloedlichaampjes.

bloed	{	bloedplasma	- 50 à 60 volume%			
		bloedcellen	-	rode bloedlich. erythrocyten	4,5 à 5.10 ⁶ /mm ³ $\phi = 7,5 \pm 0,3 \mu\text{m}$ $d = 2 \mu\text{m}$	
				witte bloedlich. o.a. leukocyten lymphocyten	5 à 10.10 ³ /mm ³ $\phi = 12-18 \mu\text{m}$	
				bloedplaatjes	2 à 500.000/mm ³ $\phi = 2-4 \mu\text{m}$	

Het leeuwenaandeel van bloedlichaampjes wordt dus gevormd door de rode bloedlichaampjes, die 40- 50 volumeprocenten uitmaken. Zij bevinden zich in geldrollen in het plasma. De vorige en nog te volgen gegevens stammen uit ref.15.

soortelijk gewicht van bloedserum	: 1,026- 1,031 gr/cm ³	t.o.v.
soortelijk gewicht van erythrocyten	: 1,092- 1,095 gr/cm ³	water
soortelijk gewicht van bloed	: 1,048- 1,066 gr/cm ³	bij 4° C

viscositeit van serum	: 1,6- 2,2 dyne sec/cm ² (Poise)
viscositeit van plasma	: 20 % hoger
viscositeit van bloed	: 3,5 - 5,4 (4,5 gemiddeld)

13.2 STROMINGSEIGENSCHAPPEN VAN HET BLOED

De stabiliteit van een constante stroom door een buis hangt af van de gemiddelde snelheid over de doorsnede. Wanneer de waarde van deze snelheid een zekere waarde bereikt, de kritische snelheid, dan verandert het karakter van de stroming. Bij lage snelheid is de stroming laminair, en bewegen zich de vloeistofdeeltjes zich in laagjes parallel aan de wand. Bij grotere snelheden bewegen de vloeistofdeeltjes zich onregelmatig. De snelheid waarbij turbulentie gewoonlijk inzet kan berekend worden uit het getal van Reynolds Re. Voor eencylindrische buis, met inwendige straal r_0 is $Re = 2 r_0 \rho / \eta$ waarin ρ is de dichtheid
 η is de viscositeit
 \bar{v} is de gem.vloeist.snelh.

De stroming is instabiel voor $Re > 2000$, maar kan nog laminair zijn voor veel grotere waarden (b.v. $Re = 5000$) onder gunstige omstandigheden. De bloedstroming is hierenboven niet stationair; Er kunnen, speciaal in grotere aderen, grotere snelheidsvariaties ontstaan. Daarom kan het getal van Reynold in principe niet worden gebruikt.

Toch nemen de meeste auteurs aan dat de bloedstroom laminair is onder normale omstandigheden, behalve in het hart. Onder de meest ongunstige omstandigheden (grote aderdiameter, hoge snelheid), blijkt het getal van Reynold 1900 te bedragen. Verder toonde Bennet¹⁶ experimenteel aan dat de bloedstroming zich bij benadering parabolisch over de straal verdeelt een verdeling die bij laminaire stroming behoort.

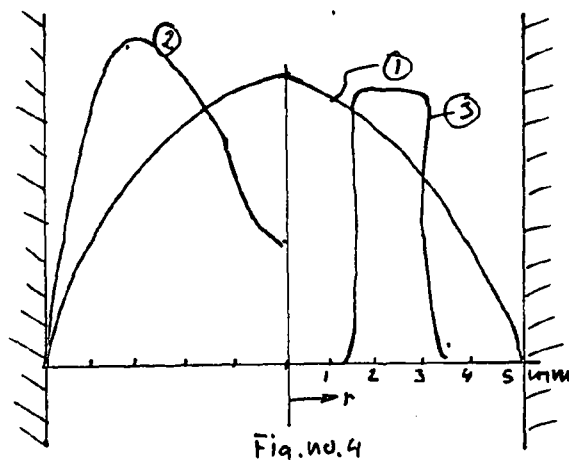
Men moet zich echter voor ogen blijven houden dat onder bepaalde voorwaarden, en op bepaalde plaatsen, turbulentie kan optreden. Aders kunnen plaatselijk verstopt zijn, waardoor de kritische snelheid overschreden wordt en turbulentie inzet (zoals o.a. geschiedt indien de huisarts met een "cuff" de bloeddruk opneemt, en d.m.v. zijn stethoscoop de Korotkoff geluiden waarneemt.) Ook in de nabijheid van aftakkingen, waar de geometrie verstoord wordt, treedt turbulentie op, die echter na enige centimeters weer verdwijnt.

1.3.3. DE RADIALE DRIFT VAN BLOEDLICHAAMPJES.

Bekendheid met het snelheidsprofiel van bloed in de ader, sluit nog niet in dat ook de distributie van de bloedlichaampjes gegeven is. Kennis van dit laatste echter is van principieel belang voor de Doppler-meting, daar hier de kern van het verstrooingsmechanisme zetelt.

In verband met deze distributie kan men allereerst opmerken dat, tengevolge van de aanwezigheid van een druk-gradient patroon dat ontstaat door het parabolische snelheidsverdeling, de bloedlichaampjes in de richting van de as gestuwd gaan worden. Andere effecten spelen echter ook een rol.

Experimentele onderzoeken werden verricht door Segré en Silberberg¹⁷ naar het gedrag van bolletjes van 0,8- 1,6 mm in een stromende vloeistof. Globaal kan van hun resultaten vermeld worden dat bij lage vloeistofsnelheid de deeltjes zich eveneens parabolisch verdelen, doch dat bij hogere snelheid de deeltjes zich concentreren in een smalle cylinder wand, ter hoogte van $r \approx 0,5 r_0$.



- ① $l=6$ cm $v= 23$ cm/sec
- ② $l=32$ cm $v= 46$ cm/sec
- ③ $l=120$ cm $v= 50$ cm/sec

l is de weg die de deeltjes hebben moeten doorlopen alvorens een stationaire verdeling ontstaat.

viscositeit $\eta = 400$ centipoise.
soort, gew. $\rho = 1,18$ voor vloeistof en deeltjes beide.

Dezelfde auteurs suggereren, dat de deeltjes concentratie op de as van de capillair, zoals wel gerapporteerd is, moet worden toegeschreven aan elektrostatische of andere verschijnselen, tussen de deeltjes onderling of tussen de deeltjes en de capillair -wand.

In een recent ondernomen theoretisch onderzoek door Deakin⁽¹⁸⁾ naar de stationaire verdeling van rode bloedlichaampjes in de bloedstroming in aders, wordt gebruik gemaakt van het inhomogene karakter van de bloed-samenstelling in de hydrodynamische vergelijkingen van Navier en Stokes. Met het minimum-energie-principe kan dan een benaderd verloop van de concentratie van deze bloedlichaampjes als functie van de straal gegeven worden. Dit verloop is gesplitst in 5 regionen, achtereenvolgens:

- a- een centrale buis met constante ρ
- b- een region waar geldt: $\rho = A \sqrt{2Br}$

- c- een tussenliggend gebied waar ρ maximaal wordt
- d- een region waar geldt: $\rho = C\sqrt{2/Br}$
- e- een wandlaagje waar $\rho = 0$

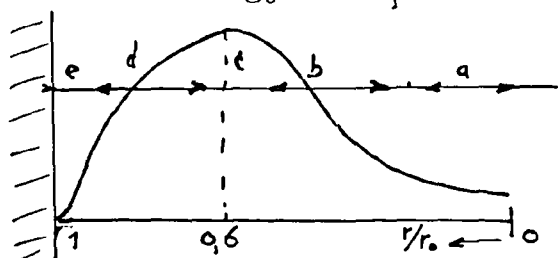


Fig. no. 5

Verder kan Deakin nog aantonen dat de plaats waar het maximum in het concentratie verloop gevonden kan worden, ligt bij $r = 0,6 r_0$. Ook de auteur zelf getuigt van de overeenstemming tussen zijn berekend verloop van de concentratie, met het op experimentele gronden vastgestelde verloop door Ségre' en Silberberg.

Conclusie: Ondanks de minder volledige experimenten en de benaderingen die in de theoretische afleidingen worden toegepast, kan de radiale drift van erythrocyten als een vaststaand feit worden geschouwd. De plaats waar zich de maximale concentratie ervan bevindt, ligt waarschijnlijk bij $r = 0,5 \text{ á } 0,5 r_0$.

Gegeven de hoge volume bezetting van de erythrocyten (40 á 50%) en gegeven hun concentratie neiging, moet de stroming ervan gezien worden als een dikke brei, met relatief weinig plasma ertussen. Onder deze omstandigheden zal van een onafhankelijke voortbeweging der erythrocyten geen sprake zijn: de wisselwerking onder hen is groot.

1.3.4. DE RADIALE UITZETTING VAN DE ADERWAND

Een karakteristieke eigenschap van de bloedsomloop is het pulserend gebeuren waarmee het hart het bloed door de aderen stuwt. Doordat de aders elastisch zijn in radiale richting, ontstaat een doorsnede vergroting bij elke drukgolf afkomstig van het pompend hart. Over kwantitatieve grootheden van deze radiale uitzetting valt het volgende op te merken: (9)

De wand van een menselijke aorta die 2 cm in diameter is, beweegt zich ongeveer 1 mm lateraal als de druk varieert van 80 tot 120 mm Hg. Als nu de snelste drukverandering ongeveer op 500 mm Hg/sec wordt gesteld, dan zal de snelste aderwand ongeveer 2,5 cm/sec zijn. Bij kleinere (slag)aders zal deze snelheid minder zijn. De radiale uitzetting is oorzaak van twee soorten snelheidsbewegingen die met de Doppler-methode gemeten zullen worden. Kunnen beide richtingen niet onderscheiden worden dan zullen meetfouten het gevolg zijn.

DE VERSTROOIING VAN ULTRA-GELUID IN DE ADER 1.3.5. (19.20)

Verstrooiing is één van de belangrijkste aspecten van de propagatie van ultra-geluid. Het treedt steeds daar op waar de geluidsbundel discontinuïteiten in het medium ontmoet. Zo doet zich verstrooiing voor aan grensvlakken van twee media, en ook bij het passeren van kleine onregelmatigheden. Van deze laatste eigenschap maakt men gebruik bij het testen van materialen op inwendige breuken, in staal en gietijzer, met behulp van ultra-sonore straling.

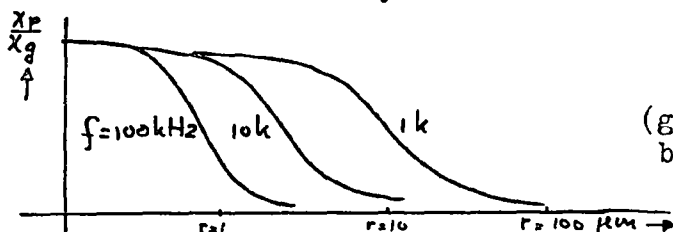
Treft een bundel ultra-geluid een vloeistof, en zijn hierin deeltjes aanwezig, dan zal er in meerdere of mindere mate meebeweging van deze deeltjes plaatsvinden met de trillende vloeistof.

De mate van meebeweging kan berekend worden, en is te vinden in ref. 20.

$$\frac{x_p}{x_g} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{4\pi r^2 f^2}{g\eta}\right) + 1}}$$

waarin : x_p = amplitude van meebeweging van partikels,
 x_g = amplitude van beweging van de vloeistof
 f = frekwentie van de trilling
 r = straal van het partikeltje

In grafiekvorm, met $\frac{x_p}{x_g}$ en r als coördinaten en f als parameter:



(geldig voor situatie van bolletjes in water)

De plaats van de diverse variabelen in de formule $\frac{x_p}{x_g}$ is plausibel: zwaardere deeltjes zullen minder meebewegen, grotere viscositeitsgraad van de vloeistof zal het deeltje makkelijker doen meenemen.

Om nu veel verstrooiing van de invallende bundel door de partikels te krijgen, is de eis dat het snelheidsverschil tussen vloeistofdeeltjes en partikels groot is. Immers, in dat geval kan zo 'n partikeltje opgevat worden als een trillende bron met grote amplitude t.o.v. het medium. i.c. de vloeistof.

CONCLUSIE: Een hogere trillings-frekwentie geeft, -bij eenzelfde partikel-grootte-, een kleinere verhouding, dus méér verstrooiing.

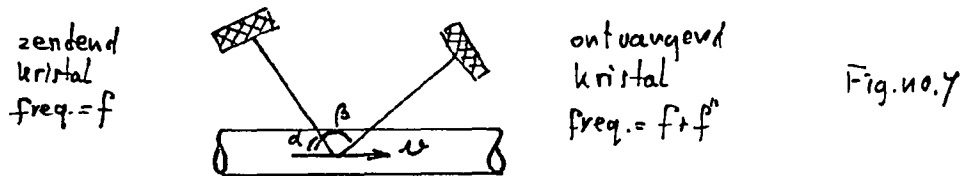
In hoofdstuk 3 zal een berekening uitgevoerd worden naar het frekwentie-gebied van ultra-geluid, dat op rode bloedlichaampjes verstrooiing veroorzaakt.

(pag 12 is blanco)

1.4. HET SPEKTRUM VAN DE DOPPLER-FREKWENTIE-VERSCHUIVING

In dit hoofdstuk zal het frekwentie-spektrum aan de orde komen zoals dat tengevolge van het Doppler-effekt ontstaat. Een analyse van dit spektrum naar amplitude-dichtheid en frekwentie-inhoud zal gegevens verschaffen over bloedstromingsvolume en bloedstromingssnelheid. Ook zullen beschouwingen worden gehouden over de achterhaalbaarheid van deze gewenste gegevens uit het spectrum.

1.4.1. LIJN-FREKWENTIE-VERSCHUIVING t.g.v.HET DOPPLER-EFFEKT



De berekening van de frekwentie-verschuiving van het Doppler-effekt, en toegepast op één zich voortbewegend deeltje, is gebaseerd op twee veranderingen in geluidsfrekwenties tussen zendend en ontvangend kristal.

De eerste verandering treedt op als het geluid arriveert op het reflecterende of verstrooiende object, en de tweede indien het geluid dat object verlaat.

Beweegt het object zich van de zender af, dan is de ontvangen frekwentie

$$f' = f [(c - v \cdot \cos \alpha) / c] \tag{141.1}$$

met: f = geluidssnelheid in het medium
 c = scalaire snelheid van het object in het medium
 α = hoek tussen zendend kristal en snelheidsvektor.

Eenzelfde frekwentie-verschuiving vindt plaats als het geluid het object verlaat:

$$f'' = f' [c / (c - v \cos \beta)] \tag{141.2}$$

met: β = hoek tussen ontvangend kristal en snelheidsvektor.

Het verschil tussen f en f'' -de verandering in frekwentie t.g.v. de beweging langs de twee kristallen- is:

$$\Delta f = f - f'' = f - f(c - v \cdot \cos \alpha) / c + v \cdot \cos \beta \tag{141.3}$$

Eenzelfde weg leidt naar de frekwentie-verschuiving die ontstaat als de snelheid van het object zich omkeert:

$$\Delta f = f - f(c + v \cdot \cos \alpha / c - v \cdot \cos \beta) \tag{141.4}$$

Indien $v \ll c$, dan vereenvoudigen zich beide uitdrukkingen tot:

$$\begin{aligned} \Delta f &= [2f \cos \gamma / c] v & \text{met: } \gamma &= \frac{\alpha + \beta}{2} & \tag{141.5} \\ \text{en: } \Delta f &= -[2f \cos \gamma / c] v & & & \tag{141.6} \end{aligned}$$

Numeriek voorbeeld:

Bij gebruik van ultra- geluid van een frekwentie van 5 MHz, en indien als geluidssnelheid in bloed wordt aangehouden 1500 m/sec, terwijl de hoeken zijn ingesteld op $\varphi = 90^\circ$ dan is bij een maximaal voorkomende bloedsnelheid van ca. 1 m/sec de verschuivings-frekwentie ± 6666 Hz.

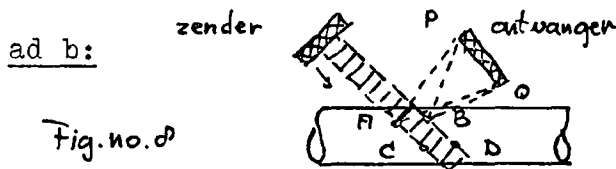
1.4.2. SPEKTRUM FREKWENTIE-VERSCHUIVING t.g.v. HET DOPPLER-EFFEKT

In bovenstaande bekeken we het Doppler- effect van één objekt. Het resultaat was een enkele lijn verschuiving. Bij aanwezigheid van meerdere deeltjes zal elkeen aanleiding geven tot zo'n lijn verschuiving, resulterend bij sommatie in een frekwentie-spektrum. De aanwezige frekwenties in dit spektrum hangen af van de aanwezige snelheden die de bestraalde objecten bezitten. De amplitude dichtheid van een aanwezige frekwentie hangt af van het aantal deeltjes dat de bijbehorende snelheid bezit.

In het algemeen zal de Doppler-frekwentielijn zich dus verbreden tot een spectrum. Deze spektrale verbreding vindt zijn oorzaak in een drietal omstandigheden:

- a- de niet uniforme snelheidsverdeling van de deeltjes in de ader
- b- de eindige bundelbreedte en aderdoorsnede
- c- de uitzetting van de aderwand.

ad a : Is deze verdeling continu samengesteld uit snelheden van 0 tot v_{max} , dan zullen frekwentie-inhouden ontstaan lopend van 0 tot f_{max} . Omgekeerd volgt hieruit dat bekendheid met het Doppler-spektrum gegevens moet kunnen verschaffen over de snelheidsverdeling in het bloed.



Het effect van eindige bundelbreedte wordt in deze tekening geïllustreerd.

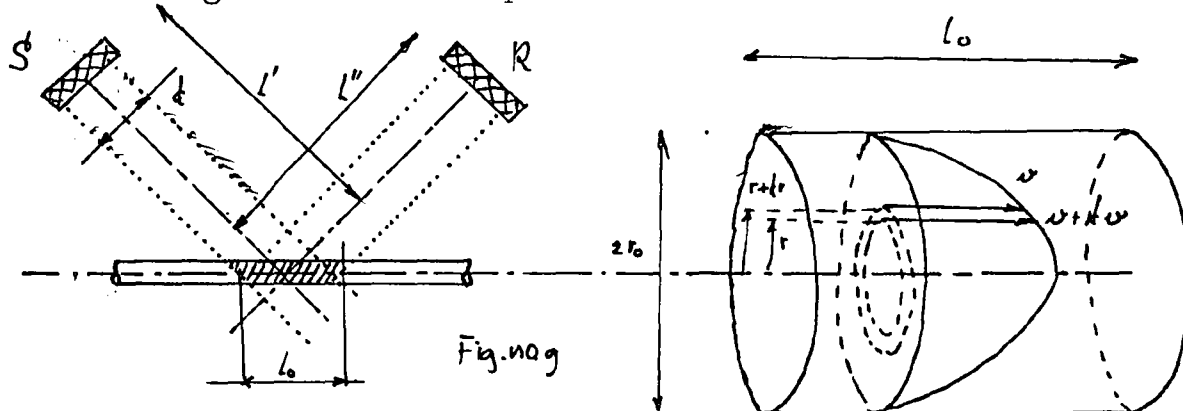
Aangezien het geluid in A verstrooid wordt, bereikt zowel straal AP als straal AQ de ontvanger. Zowel de frekwentie verschuiving als het faseverschil van beide signalen verschillen bij aankomst in P resp. Q. (t.g.v. het hoekverschil resp. weglengte verschil. Ook de bijdrage van punt C, dat met dezelfde snelheid wordt aangenomen te bewegen, geeft een andere bijdrage. De punten B en D, met eveneens gelijke snelheden, leveren wegens analoge redenen andere resultaten op. Door over een bepaalde bundeldiameter en aderdoorsnede te integreren zou men tot een exacte integrale responsie van het ontvangend kristal kunnen komen. Dit is echter een zeer complexe oplossing. Houvast in dit geval wordt slecht gegeven door de aanwezigheid van een maximale frekwentie-verschuiving.

ad c: De uitzetting van de vaatwand bij iedere bloedstoot, levert rechtstreeks een afwijking van het ongestoorde Doppler effect op: er ontstaat gedwongen een radiale beweging van de deeltjes. Een ernstiger gevolg van deze radiale verplaatsing is dat ultra-geluid, dat rechtstreeks tegen de aderwand reflekteert, nu ook met een frekwentie-verschuiving is behept. En aangezien dit direkt gereflekteerde signaal grote amplitude bezit t.o.v. het verstrooide signaal, dreigt deze geluidsbijdrage het "ras echte" Doppler -signaal van de radiale bloedstroming te overstemmen. Hoe tegen moeilijkheden

in de praktijk kan worden opgetreden wordt behandeld in hfst. 1.5.

1.4.3. EEN GEIDEALISEERDE CONFIGURATIE

In een enkel, geidealiseerd geval is het mogelijk, onder aannamen tevens van enkele condities, bovengenoemde klippen te omzeilen en het spektrum te berekenen. Voornamelijk wegens de instructieve waarde zal deze configuratie worden besproken.



De volgende voorwaarden moeten zijn vervuld:

- 1.- De bundeldiameter d moet groter zijn dan de aderdiameter (hierdoor wordt bij benadering een cilindervormig gedeelte door ultrageluid geactiveerd)
- 2.- De bundeldiameter is veel kleiner dan de weglengten l' en l'' .

(door deze eisen worden weglengteverschillen van de bundelstralen verwaarloosbaar klein, waardoor weer eventuele faseverschillen bij aankomst te R van geen invloed meer zijn.)

- 3.- De snelheidsverdeling $v'(r)$ van de vloeistofpartikeltjes is gelijk aan de vloeistofsnelheidsverdeling $v(r)$ zelf.
- 4 - De concentratie van de partikeltjes is constant
- 5 - Deze concentratie is zo gering dat beïnvloeding van elkaars verstrooide straling te verwaarlozen is (geen "buur"-effekten)

In dit bijzondere geval is het Doppler -spektrum eenvoudig te berekenen. Immers $H(\omega)$, de spektrale dichtheid stelt voor:

$$H(\omega) = \frac{\text{amplitudedichtheid rond frekwentie } \omega}{\text{eenheid van frekwentie}}$$

en deze uitdrukking is evenredig met:

$$H(\omega) = \frac{\text{aantal partikeltjes in cylinder met snelheid tussen } v \text{ en } v+dv}{\text{eenheid van snelheid}}$$

$$= \frac{2\pi r l_0 \rho dr}{dv} = c' \frac{r}{\frac{dv}{dr}} \quad (143.1)$$

Deze uitdrukking legt de relatie vast tussen het doppler spectrum en de snelheidsverdeling. Steeds mag ω door v worden vervangen, bij gebruik van een evenredigheidsfactor tussen deze grootheden

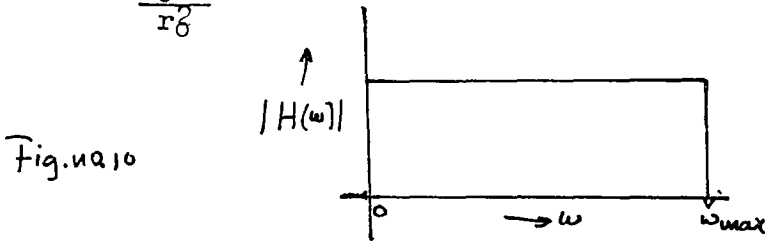
Voorbeeld

Voor een parabolisch snelheidsverloop $v = v_0(1 - \frac{r^2}{r_0^2})$ (143.2)
wordt:

$$\frac{dv}{dr} = - \frac{v_0 2r}{r_0^2} \quad (\text{voor } 0 < v < v_{\text{max}}.)$$

Hiermee wordt het spectrum:

$$H(\omega) = C \frac{2r}{-\frac{v_0 2r}{r_0^2}} = C'' \text{ is constant voor } 0 < v < v_{\text{max}}. \quad (143.3)$$



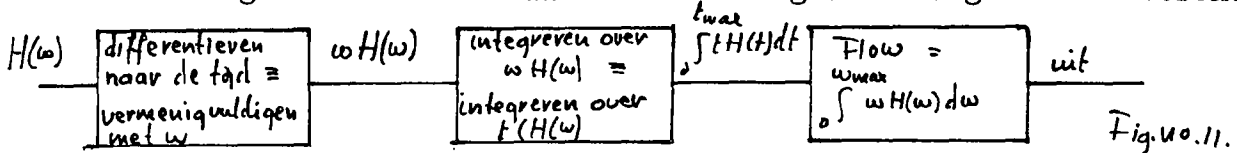
Is ,aan de andere kant het spektrum $H(\omega)$ door meting bekend , dan kan de snelheidsverdeling ermee worden berekend:

$$r(v) (:) \sqrt{\int H(\omega) d\omega} \quad (143.4)$$

Ook de flow kan met hulp van $H(\omega)$ berekend worden:

$$\text{Flow } F = \int_0^{v_0} 2\pi r v dr \quad (:) \int_0^{v_{\text{max}}} \frac{dv}{dr} v H(v) dr = \int_0^{\omega_{\text{max}}} \omega H(\omega) d\omega \quad (143.5)$$

Elektronisch gezien is deze laatste bewerking eenvoudig uit te voeren:



Deze bewerkingen leiden tot een correct resultaat indien $H(\omega)$ constant is in de tijd.

Varieert de flow, dan varieert $H(\omega)$ eveneens in de tijd. Stellen we dan bij benadering dat gedurende het tijdje Δt deze verandering te verwaarlozen is, dan mag hierbinnen de flow constant worden verondersteld, Binnen deze tijd moeten ook de elektronische bewerkingen worden uitgevoerd. Bij bloedstromingsmeting zou dit betekenen dat de "samplings"-tijd $\approx 1/30$ sec. bedraagt.

Bij al deze berekeningen en bij al de gegeven formules bedenken men wel, dat slechts bij gegeven academische omstandigheden de afleidingen geldig zijn. Bij bloedstroming zijn zij bijgevolg niet meer van toepassing.

Waar men wel aan gestelde voorwaarden weet te voldoen kunnen de gegeven formules nuttig worden. Men zou kunnen denken aan een meetmethode in de chemische industrie, waar men met opzet kleine partikeltjes in een geringe concentratie injecteert en aldus gunstige omstandigheden schept.

1.4.4. DE PRAKTISCHE CONFIGURATIE

Doorgaans zal bij een doppler-flow meting de opstelling van fig(8) worden aangehouden. De samenstelling van het spectrum zal dan niet voor eenvoudige berekening toegankelijk zijn. De faserelaties

worden diffuus, en wat de amplitude informatie betreft, hierin zal zich hoogstens een component met maximale frekwentie laten ontdekken.

Empirische evaluatie van dit spektrum, vooral gericht op de maximale frekwentie hiefin, zal een verband met de stroming moeten opleveren. Deze benaderingsmethode werd met succes toegepast door een aantal onderzoeksgroepen. Hierover handelt het volgende hoofdstuk,

L.5. UITVOERINGSVORMEN VAN DOPPLER-STROMINGS-METINGEN

1.5.1. HISTORISCHE ONTWIKKELING

De ontwikkelingsstoot van deze meting werd gegeven in de jaren '60 in de V.S., waar aan de Universiteit van Washington, afdeling der Physiologie en Biofysica, het onderzoek geleid werd door de heren Franklin D.L., en Rushmer R.F. Zij konden bogen op een grote ervaring in het gebruik van ultra-geluid, o.m. staat de ontwikkeling van de gepulste ultra-sonore stromingsmeting op hun naam¹².

Enkele jaren nadien slaagden zij er ook in transcutaan(door-de-huid) met de Doppler-meter te werken²¹, waarbij de ader niet meer bloot behoefde gelegd te worden, en dus onbloedig gemeten kon worden. Deze stap vooruit bevorderde het gebruik ervan in de diagnostische praktijk. Zo waren zij in staat om Doppler-signalen op te vangen uit de pols, elleboog, oksel, slaap, hals, lies, dij en enkel. Hiermee werd het mogelijk gemaakt de volgende kwalen op te sporen: arteriele verstopping (occlusies) van de aderen en in de nier trobose in de bovenarm
stenosis eveneens in de bovenarm (ref. 9, 22, 23)
verwaarloosde arterio-sklerose in de benen.

Aangezien de Doppler meetmethode gevoelig is voor iedere beweging van elk object dat straling verstrooit of reflecteert, kan men dit instrument ook gebruiken om te onderzoeken: hartslagbewegingen, spijsverterende organen in de buik, de slokdarm en hals, Peristaltische bewegingen kunnen ermee aangetoond worden.

Een bijna spectaculaire toepassing van de Doppler flow methode ontstond bij toepassing voor obstetrick(kraam-verloskunde). Deze techniek bleek een zeer doeltreffend hulpmiddel te zijn bij het aantonen van pré-nataal -leven. Verschillende firma's brachten reeds een apparaat op de markt waarmee dit mogelijk wordt. (24, 28, 30, 31a)

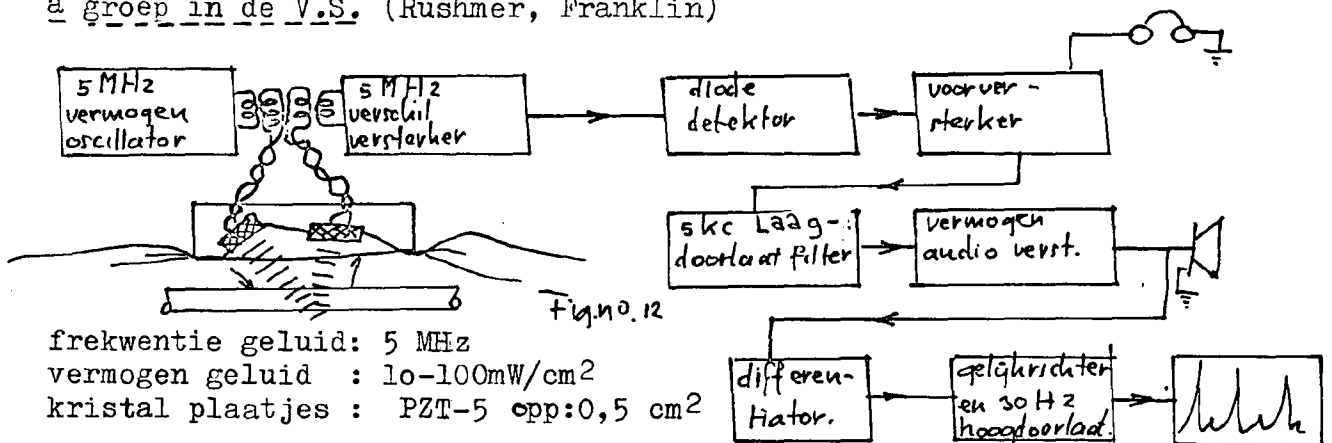
Een ongeveer simultaan verlopend onderzoek in Japan leidde eveneens tot een dergelijk resultaat en toepassingsgebied. Myazaki en Kato onderzochten de afvoer van bloed uit de hersens bij verschillende ziekten. (25). Satomura en Kaneko ontwikkelden de Ultrasonic Blood Rheograph, waarover gepubliceerd is o.a. in ref. (26)

De opsomming van publicaties kan afgesloten worden met de vermelding van de Doppler-flow-meter zoals die in Frankrijk werd ontwikkeld. Dit artikel is van belang wegens de volledige opening van elektronische zaken. (29). Zie eveneens ref (31-b)

1.5.2. UITVOERINGSVORMEN

Besproken zullen worden de realisaties van het Doppler-principe, die door genoemde drie groepen werden opgezet.

a groep in de V.S. (Rushmer, Franklin)



frekwentie geluid: 5 MHz
vermogen geluid : 10-100mW/cm²
kristal plaatjes : PZT-5 opp: 0,5 cm²

Het signaal dat de 5 MHz- verschil-versterker aangeboden krijgt bevat twee componenten. Enerzijds een signaal tengevolge van reflectie op niet-bewegende delen. De frekwentie ervan bedraagt exact 5 MHz. Anderzijds het Doppler-signaal. In dit spectrum bevinden zich signalen afkomstig van de verstrooiingsopbrengst van de bloedlichaampjes, benevens signalen afkomstig van andere bewegende organen, zoals de aderwand, verschuivend weefsel. De frekwentie van dit Doppler signaal bevindt zich boven of onder de centrale 5 MHz frekwentie, afhankelijk van de bewegingsrichting van de bewegende structuren t.o.v. de orientatie der zend-en ontvang kristallen.

Het complete signaal moet aldus opgevat worden als een modulatie van een enkel(Doppler)spectrum op de centrale draaggolf van 5 MHz. Deze modulatie is een enkelzijbandmodulatie.

Het signaal tengevolge van rechtstreekse reflectie, het 5 MHz signaal zal een veel grotere amplitude bezitten dan het Doppler-spectrum, tengevolge waarvan het gemoduleerde signaal een zeer geringe modulatie diepte bezit, volgens ref. p. 252 slechts 0,02%.

Zij het met een (geringe) vervorming, kan het enkelzijband signaal worden gedemoduleerd met een simpele, conventionele omhullende detector. De aanwezigheid van de diode-detektor in de gebruikte schakeling laat zich hierdoor verklaren. (zie voor een mathematische behandeling van de demodulatie) (verlag Hr. Govaert)

Het Doppler- spectrum, dat nu in het audio gebied ligt wordt versterkt, door een laagdoorlaat filter van 5kc. gestuurd om het signaal van overbodige ruis te ontdoen, vervolgens aan een luidspreker toegevoerd, waar zich de bloedstroming laat beluisteren.

Voor een analoge registratie van de bloedsnelheid is nu nog een frekwentie-spannings omzetter nodig. Hiervoor kan, zoals toegepast is, een differentiator worden gebruikt. Mits de amplitude van de Dopplerverschuiving voor elke bloedstromings snelheid, dus voor elke frekwentie-verschuiving gelijk is, en dus aan de ingang van de differentiator voor elke stromingssnelheid een gelijke amplitude wordt aangeboden, zal de uitgang van de differentiator inderdaad een wisselspanning afleveren waarvan de amplitude evenredig groot is

aan de frekwentie. Door gelijkrichting van het sinusvormige signaal en afvlakking met een filter kan een gelijkspanning worden afgenomen. Dit filter moet wel de veranderingen in het signaal t.g.v. de bloedpulsaties kunnen volgen. Een 30 cps filter voldoet hiervoor.

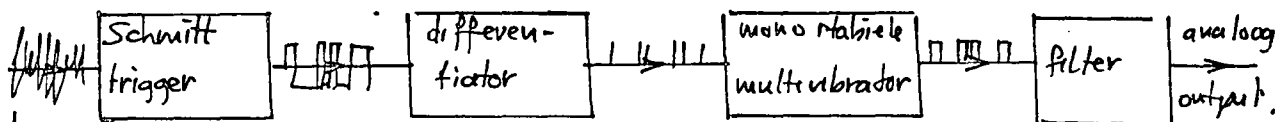
Ofschoon de Doppler verschuiving niet een lijn verschuiving is, zoals al vroeger besproken is, doch een spectrum, verdoezelt bovenstaande schakeling een deel van de informatie, omdat deze schakeling opgezet is, als was sprake van slechts één frekwentie. Uit de ijkgrafiek die bij deze uitvoeringsvorm wordt gegeven, blijkt dat het verband tussen stromings snelheid en uitgangsspanning lineair is van 4- 80 cm/sec. Empirisch werd dus aangetoond dat de meter zich lineair gedraagt.

b groep in Japan.

Deze groep komt met een nagenoeg identieke behandeling van het Doppler-signaal uit de bus. Hun werkfrequentie is 6 MHz. De kristal houder bevat twee halfronde plaatjes PZT, die als zender en ontvanger dienst doen.

c groep in Frankrijk.

Zij meten niet transcutaan : de ader moet door een houdertje geleid worden. Als frekwentie-spannings convertor wordt gebruik gemaakt van de zero-crossings- methode, eenschakeling dus die het aantal nuldoorgangen telt.



werkfrequentie: 3MHz
kristal: Bariumtitaanaat
vermogen : 200 mW/cm².

Figuro 13 : Principe van Zero-crossing.

1.5.3. TEKORTKOMINGEN IN DE UITVOERINGSVORMEN

1.5.3.1. SNELHEIDS-I.P.V. FLOW-METING

Het blijkt dat de Doppler-flow-signalen zeer gevoelig zijn voor wat betreft veranderingen in plaats en orientatie t.o.v. de bloed kanalen. Hierdoor worden de amplituden van de Dopplersignalen ten zeerste veranderd, hoewel door zorgvuldige positionering deze variatie bron verminderd of geelimineerd kan worden, en zo dus bij een meting boven een ader wel een reproduceerbaar signaal verkregen kan worden, zal deze onzekerheidsbron toch verhinderen dat de amplitude informatie een betrouwbaar gegeven wordt. Dit houdt in dat de amplitude informatie niet bruikbaar moet worden geacht om hieruit gegevens te verkrijgen betreffende de bloedstromingshoeveelheid. Slechts de frekwentie geldt als een betrouwbaar houvast en hoewel zelf geen informatie bevattend over flow, doch uitsluitend over de snelheid is dit houvast zo stevig dat de methode waard is ontwikkeld te worden. Dit des te meer daar de gevoeligheid ervan groot is vergeleken met andere meetmethoden. Uit dit alles laat zich concluderen dat de Doppler-stromings meter eerder een snelheid-meting betreft dan een debiet-meting

1.5.3.2. AFWEZIGHEID VAN RICHTINGSINFORMATIE

In de uitvoerigsvormen die tot nu toe zijn behandeld gaat de richtings-informatie verloren, ten gevolge van de gebruikte demodulatie methode. Dit heeft consequenties bij meten aan slagaders. Hierin treedt, vooral in plaatsen die dicht bij het hart liggen, een terugstroming op (diastole) ná de normale voorwaardse richting (systole). Deze richtings invertatie zal niet worden geconstateerd. Bij het middelen over langere tijd om de gemiddelde bloedsnelheid te berekenen, zal de bijdrage van de terugstroming positief i.p.v. negatief worden verrekend, en aldus ontstaat ook hier een misrekening.

1.5.3.3. AANWEZIGHEID VAN EEN ONDERSTE MEETGREN

Besproken metingen kennen nog een derde beperking, welke de onderste meetgrens aantast. Zoals besproken bevinden zich in het Doppler spectrum een aantal frekwenties die afkomstig zijn van bewegende aderen en weefsels. De snelheden van deze bewegingen zijn weliswaar klein vergeleken met de maximale bloedsnelheid, maar toch stelt de aanwezigheid ervan een onderste meetgrens vast. De "parasitaire" snelheid ligt bij een uitzettende grote ader (aorta) op ca. 2,5 cm/sec, voor kleinere aders (polsslagader) op 1,5 cm/sec. Het frekwentie gedeelte dat tengevolge van dit parasitaire Doppler-effekt optreedt, zal moeten worden afgesneden. Dit is nodig omdat de amplitude ervan groot is, en de "echte" Doppler-signalen afgesneden dreigen te worden. Een hoogdoorlaat filter van 100-300 Hz wordt dan ook algemeen toegepast, waardoor de onderste gevoeligheidsgrens ligt bij ca. 1,5 resp. 6 cm/sec.

1.5.4. VOORSTELLEN TOT OPHEFFING VAN DE TEKORTKOMINGEN

De volgende voorstellen mogen dienen als een bijdrage om de veelzijdigheid van de Doppler flow-meting op te voeren. Zij zijn deels al gepubliceerd en als zodanig uit tweede hand, deels nieuw. Wel moet bij alle perfectieering steeds de nadelen ervan worden afgewogen naar naar de (wellicht kleine) méér-opbrengst van de verfijning. Bij te veel perfectieering zal o.a. het voordeel van de uitzonderlijke eenvoud van bediening bij grote gevoeligheid, verloren gaan.

1.5.4.1. FLOW-INFORMATIE

Snelheids informatie kan worden omgezet in Flow informatie als de aderdoorsnede gekend is. Deze doorsnede is niet constant, zij varieert in de tijd. Voorstelbaar is nu een extra Dopplermeting die juist deze dikte -variatie meet, eventueel gecombineerd met een afstandsmeting met ultrasonore straling, waardoor de afstand tussen voor en achter -kant, bekend wordt, en het verschil de diameter van betreffende ader oplevert.

1.5.4.2. RICHTINGS INFORMATIE

Richtings gevoeligheid wordt verkregen met een demodulatie methode waarmee het mogelijk is een onderzijband van een bovenzijband te onderscheiden.

a Frekwentie discriminator, zoals gebruikt bij F.M.

De spanning die een discriminator aflevert is positief of negatief, afhankelijk van de toevoer van een boven of een onder-zijband. Wil het scheidend vermogen van de discriminator groot zijn, dan zijn steile flanken een eis.

Indien wegens de geringe "zwaai" van het Dopplerspektrum (ca 5 kHz) de flanken van een discriminator bij b.v. 5 MHz niet steil genoeg kunnen worden gemaakt bij gebruik van spoelen met een haalbare kwaliteitsfactor ($Q \approx 100$). kan een oplossing worden gevonden door eerst naar een lagere frekwentie terug te menen (b.v. 100kHz)

b Demodulatie met fasedraaiing. (ref 7. p.213)

Enkelzijband-modulatie kan verkregen worden door een zgn. $2 \times 90^\circ$ graden methode (college diktaat prof. van Zoest ;) De inverse methode om te demoduleren wordt toegepast in onderstaande schakeling.

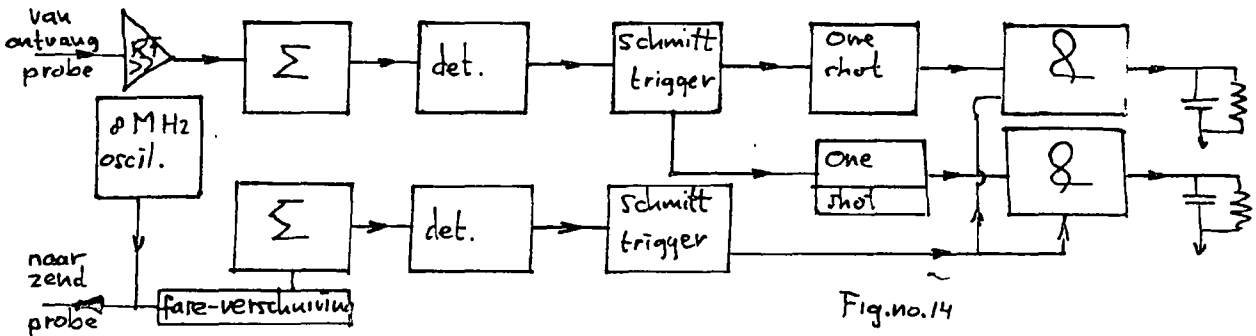


Fig.no.14

Als resultaten worden erbij vermeld dat bij gebruik van 8 MHz, bloedssnelheden van $5 \cdot 10^{-3}$ tot 1 m/sec gemakkelijk kunnen worden gemeten, met richtingsinformatie. Het systeem is verder vrij van nulpunts drift.

1.5.4.3. VERLAGING VAN ONDERSTE MEETGRENS

De onderste snelheidsgrens kan worden verlaagd door zend en kristal en ontvang - kristal om te schakelen in een tempo dat hoog ligt t.o.v. de bloeddruk pulsatie ($\gg 1 \text{ sec}^{-1}$) Door onderstaand systeem (fig. 15) kan de axiale van de radiale geweging worden gescheiden.

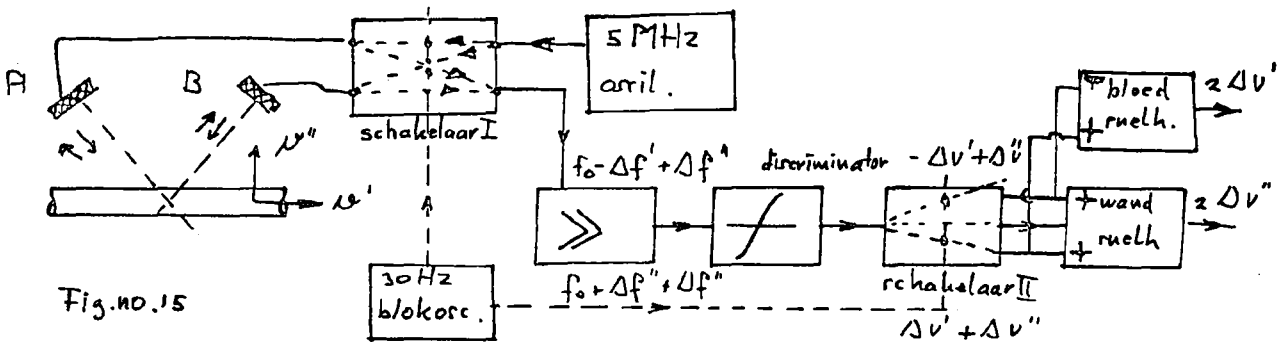


Fig.no.15

Het principe van de scheiding berust fundamenteel op het vector-karakter van de snelheden. De radiale beweging levert een Dopplerverschuiving op die, wat irrelevant is van de stand van schakelaar I. De axiale bewegings richting geeft echter een boven resp onder-zijband, wél afhankelijk t.o.v. de schakelaar I. Schakelaar II, synchroon met no I, scheidt beide richtingsinformaties. Door aftrekken, resp. optellen ontstaat $\Delta v'$, de bloedsnelheidsinformatie, en $\Delta v''$, de aderwandsnelheidsinformatie.

2. ULTRA-GELUID

De frekwenties waarmee zich geluidstrillingen afspelen, worden globaal in 3 gebieden onderscheiden:

hypersonische trillingen, - 0-30 Hz ; beneden gehoorgrens,
sonische trillingen , - 30-20kHz;
ultrasonische trillingen, - 20k-1GHz; boven de gehoorgrens.

Slechts sonische trillingen kunnen door het menselijk gehoor worden waargenomen. De uitdrukking "supersonisch" -vroeger wel synoniem met ultrasonisch-, wordt thans gereserveerd voor snelheden hoger dan de geluidssnelheid in een desbetreffend medium. Voor "ultrasonische trillingen" of "ultrasonica", zal de term ultra-geluid worden gebruikt, met als adjektief: "ultra-sonoor".

In verband met de ontwikkeling van de Doppler-flowmeter wensen we het gedrag van ultra-geluid te bestuderen. Hiervoor is op de eerste plaats een onderzoek vereist naar een omzettingmethode van elektrische energie in akoustische energie.

De elektrische en mechanische "bewegingsvergelijkingen" van de elektro-akoustische omzetter zullen hiertoe worden opgesteld, waarmee een vereenvoudigd, doch bruikbaar equivalent-circuit van de omzetter kan worden afgeleid. Hiermee in aansluiting, zal vanwege de praktische betekenis, het polaire cirkeldiagram van de omzetter worden geconstrueerd. Hieruit laten zich op eenvoudige wijze een groot aantal karakteristieken van het omzettingsgedrag aflezen .

Als afsluiting van het theoretische onderzoek worden de optimale elektrische en akoustische aanpassingen onderzocht, hetgeen voor praktische toepassing van belang is. De invloed van de afsluiting op rendement en bandbreedte, komen hier aan de orde .

Voor een volledig begrip van de Doppler-flowmeter is het tevens onontbeerlijk om enige elementaire zaken als akoustische impedantie, transversale en longitudinale golven, alsmede het gedrag van de golfvoorplanting te bespreken

Al deze onderwerpen zullen in het verloop van dit hoofdstuk, zij het summier, aandacht krijgen.

2.1. INLEIDING

2.1.1. ENIGE EENVOUDIGE BEGRIPPEN.

Het is hier op de plaats, alvorens ons te begeven op het chapter van trillingen en golven, eerst enkele elementaire begrippen uit dit onderwerp te belichten.

akoustische straling

Deze wordt door een waarnemer geobserveerd als een in de tijd veranderend drukverschil, dat door een akoustisch medium beweegt. Dit drukverschil noemt men de akoustische druk. De akoustische druk veroorzaakt verdichtingen en verdunningen in de opeenvolgende gedeelten van het medium waarlangs de voortplanting geschiedt, en deeltjes in deze omgeving worden verplaatst; het akoustisch medium moet compressibel zijn wil de voortplanting van het geluid zich voltrekken. Een plaatselijke verstoring kan niet ogenblikkelijk door het medium verzonden worden, en het geluid reist met eindige snelheid, die afhangt van de compressibiliteit en de dichtheid van het medium.

typen van akoustische golven

Er bestaan twee categorien van akoustische golven: homogene golven, die zich voortplanten met dezelfde eigenschappen in iedere richting, en inhomogene golven, die in één vlak zich voortplanten en in andere vlakken, hier loodrecht op, verzwakt worden.

Van de laatste groep zijn voorbeelden: oppervlakte golven zoals Rayleigh golven, aan de oppervlakte van water, Love golven, aan de oppervlakte van vaste stoffen.

Van de homogene groep golven bestaan twee typen: de longitudinale golven, van verdichtingen en verdunningen, en de transversale golven, of schuifgolven, hierbij staat de deeltjesbeweging loodrecht op de voortplantingsrichting.

Transversale golven kunnen slechts bestaan daar waar grote schuifspanningen kunnen optreden, zoals in vaste stoffen en in vloeistoffen met een hoge viscositeit. Deze golven bewegen zich niet voort door gassen en het merendeel van de vloeistoffen

golffronten

Golven die door een puntbron opgewekt worden (of een bron waarvan de dimensies klein zijn vergeleken met de golflengte) zenden, in een homogeen medium bolvormig symmetrische golffronten uit. Zo bestaan ook cilindrische golven.

Bezit de bron een oneindig uitgestrekte vlakke oppervlakte, dan vormen de golffronten eveneens een vlak, er ontstaat geen spreiding, en deze golven staan bekend als vlakke golven. Ofschoon er geen werkelijke vlakke golven bestaan in de praktijk, omdat de dimensies van de straler altijd eindig moeten blijven, worden ze bij benadering uitgezonden door vlakke straler als de

afstand ertoe klein genoeg is .

enige grootheden:

deeltjes verplaatsing	=	u		(m)
deeltjes snelheid	=	\dot{u}	= u	(m/sec)
deeltjes versnelling	=	\ddot{u}	= \dot{a}	(m/sec ²)
akoustische druk	=	p	= $P - P_0$	met P =momentane druk P_0 =hydrostatische druk.
dichtheid	=	ρ		(N/m ²)
compressibiliteit	=	s	= v/v_0	met p =constant (m ² /N)
volume elasticiteit	=	κ	= $1/s$	(N/m ²)
voortplantingssnelheid in vloeistoffen.	=	c	= $\sqrt{1/\kappa\rho}$	met ρ =soortelijk gewicht κ =verhouding spec.wrmtte. (kg/m ³)

akoustische impedantie

De akoustische impedantie van het medium waarin een geluidsgolf zich voortbeweegt is als volgt gedefinieerd:

$$Z_{ac} = \frac{\text{geluidsdruk}}{\text{volume snelheid}}$$

De volume snelheid is de snelheid die aan de deeltjes van het medium wordt gegeven door het geluid, vermenigvuldigd met de oppervlakte waarover de druk wordt beschouwd op te treden.

Er zijn drie andere wijzen om akoustische impedanties in uit te drukken. Het zijn:

$$z_{sp} = \frac{\text{geluidsdruk}}{\text{deeltjessnelheid}} ; \text{ specifieke akoustische imp.}$$

$$Z_r = \frac{\text{kracht}}{\text{volumesnelheid}} ; \text{ stralings of bewegings imp.}$$

$$R = \rho c ; \text{ karakteristieke impedantie}$$

waarin ρ is de dichtheid en c de geluidssnelheid in het medium. Merk op dat de verschillende uitdrukkingen voor de akoustische impedantie als volgt gerelateerd zijn via de dwarsdoorsnede S waardoor de golf zich voortplant:

$$Z_{ac} = \frac{z_{sp}}{S} = \frac{Z_r}{S^2}$$

De akoustische impedantie Z_{ac} is een complexe grootheid in mathematische zin, namelijk,

$$Z_{ac} = R + jX$$

De pure ohmse weerstand is gelijk aan ρc , de karakteristieke impedantie. Het is de component die met energie-dissipatie geassocieerd is. De reactieve term jX is te wijten aan de traagheid en stijfheid van het medium. Daarom is dit een karakteristiek van het medium, afhankelijk van de frekwentie en het type golf dat getransporteerd wordt.

De stralings-impedantie is dat gedeelte van de mechanische impedantie dat te maken heeft met de straling van geluid.

2.1.2. ELEKTRO-AKOUSTISCHE OMZETTERS

De naam "omzetter" of "transducer" duidt aan een constellatie waarin de ene vorm van energie wordt omgezet in de andere. Een elektro-akoustische omzetter transformeert elektrische energie in akoustische energie, en-indien de werking van de omzetter reversibel is-, vice versa .

Luidsprekers, sirenen, trilmagneten zijn allen werktuigen die binnen deze definitie vallen, maar het zou onpraktisch zijn om met dergelijke apparaten op hoge frekwenties te werken- de bewegende delen zouden te klein moeten uitvallen. De omzeters die hiervoor het best gebruikt kunnen worden zijn daarom gebaseerd op stoffen waarin de energie omzetting plaats grijpt op molekulaair niveau, door een koppeling tussen het elektromagnetische veld en het elektrische veld. Dergelijken koppelingen die aan dat materiaal inherent zijn, bestaan in piezo-elektrische en magnetostriktieve stoffen.

Indelingen.

Elektro-akoustische omzeters worden onderscheiden in twee groepen, afhankelijk of een elektrisch veld of een magnetisch veld de spil is waarom het omzettingsproces draait.

Verder kan men onderscheiden naar lineair en niet-lineair gedrag. Dit onderscheid berust op het feit dat de kracht die een actief massagedeelte van de omzetter versnelt- hetgeen akoustische straling veroorzaakt- zowel proportioneel als kwadratisch met de grootte van het aangelegde signaal kan zijn, afhankelijk van het fysische mechanisme dat de omzetting beheerst. Opgemerkt kan worden dat door "polarisatie" (het aanleggen van een uitwendig permanent elektrisch of magnetisch veld) het niet-lineaire gedrag kan worden teruggebracht tot een (kwasi)lineair gedrag. Iets dergelijks geschiedt b.v. door de constante magneet in een elektro-magnetische luidspreker en door de "bias-stroom" in een bandrecorder kopje.

Genoemde onderscheidingen leiden tot het volgende staatjé (tabel I)

tabel I

elektro-akoustische omzeters		
gebruikmakend van een elektrisch veld		
type	categorie	voorbeelden
piezo-elektrisch	lineair	kristalmicrofoon
dielektrisch	gepolariseerd	kristal pick-up element condensator microfoon
elektrostriktief	gepolariseerd	elektrostatistische luidspreker sonar-zender en ontvangers
gebruikmakend van een magnetisch veld		
elektrodynamisch	lineair	microfoons, luidsprekers
elektromagnetisch	gepolariseerd	ptt oortelefoon
magnetostrictief	gepolariseerd	ultrasonore reinigungsapp. boorwerktuigen etc.

De elektrostriktieve typen kunnen worden geëxiteerd met redelijk rendement tot minstens 100 MHz, terwijl de magnetostriktieve niet boven 200kHz uitkomen.

Mede op deze gronden, en omdat de elektrische-veld-typen eenvoudiger en kleiner van constructie zijn (een enkel kristal-schijfje) zullen slechts deze typen aan een nadere beschouwing onderworpen worden.

2.1.3. PIEZO-ELEKTRISCHE OMZETTERS

In 1880 constateerden de gebroeders Curie aan een kwartskristal, dat zij onder druk zetten, een elektrische spanning: het piezo-elektrische effect was ontdekt. Dit was het beginpunt van een ontwikkeling van elektro-akoustische omzeters die tot heden ten dage voortduurt. Knikpunten in de ontwikkelingslijn ontstaan in W.O.I en II en in de jaren 1950.

Tijdens W.O.I onderzoekt Langevin in Frankrijk, ten dienste van de onderzeeboot-bestrijding, toepassingen van het piezo-elektrisch effect. Hij werkt reeds met vermogen aan akoustische energie, waarmee scholen vissen massaal kunnen worden gedood. Deze vroegste ontwikkeling tot ongeveer 1940 is met veel gezag behandeld door Cady. Dit boek is sterk op eigenschappen en experimentele technieken van kwarts en Rochelle^(*)zout, die in die tijd de belangrijkste plaats innamen als elektro-akoustische omzeters. Onder invloed van W.O. II, toen meer dan $50 \cdot 10^6$ kristallen voor communicatie doeleinden werden vervaardigd, ontstaat een intense research naar kunstmatigen piezo-elektrische kristallen, hetgeen leidt tot de introductie van ADP en lithium-sulfate kristallen.

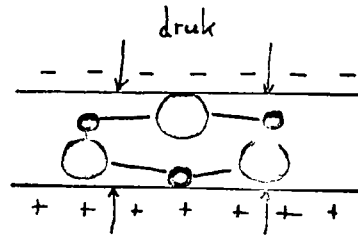
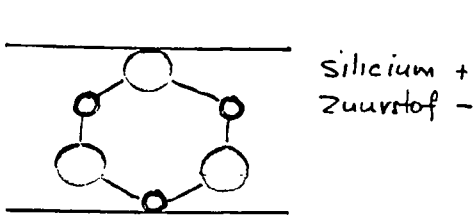
In 1947 volgen de eerste publicaties over piezo-elektriciteit in "gepoolde" kristallen (bariumtitaanaat-keramieken). Deze ontwikkelingsperiode vindt haar neerslag in het boek van Mason⁽¹²⁾, een autoriteit op dit gebied.

Na 1950 wordt de piezo-elektrische keramiek volwaardig door grote reproduceerbaarheid en ruime sortering. Hieraan wordt door B. Jaffe en medewerkers een belangrijke eigenschap van goede temperatuur stabiliteit aan toegevoegd door hun ontdekking van het sterke piezo-elektrische effect in gepoolde lood-titaanaat-zirconate samenstellingen (PZT-keramieken). De Clevite corporation in de V.S. is een van de belangrijkste research en produktie centra op dit gebied. (45.46)

Het piezo-elektrische gedrag.

Het direkte en converse piezo-elektrische effect vertonen kristallen waarin de "zwaartepunten" van hun positieve en negatieve lading zich scheiden als gevolg van een mechanische druk. Men noemt zo'n kristal asymmetrisch langs de as loodrecht op de druk richting. Deze ladingsscheiding veroorzaakt elektrische dipolen in het kristal die op hun beurt oppervlakte ladingen induceren. Kristallen kunnen meerdere van deze asymmetrische assen bezitten, en langs elk van deze assen vertonen zij dit effect. Elementen die gebruikt gaan worden als omzetter moeten met hun oppervlakten parallel geslepen worden aan zo'n as. Dit direkte piezo-elektrische effect is geïllustreerd in fig(213.1)

*) Rochelle zout = Seignettezout.



centra van pos. en neg.
ladingen vallen samen (fig. 213.1)

centra van pos. en neg.
ladingen gescheiden

Vooropgesteld dat het kristal niet boven de elasticiteitsgrens wordt gerekt, is de grootte van de ladingsdichtheid evenredig met de aangelegde druk.

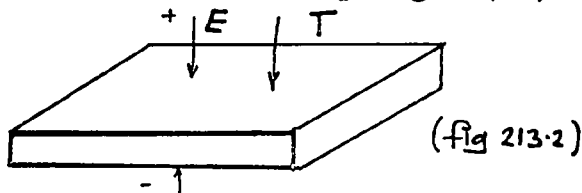
Het converse effect bestaat eveneens; indien een elektrisch veld wordt aangelegd langs een asymmetrische as, dan veranderen de fysische dimensies van het plaatje.

Piezo-elektriciteit wordt in veel kristallen gevonden en het effect is het meest uitgesproken in de volgende stoffen:

- kwarts
- rochellezout (\equiv seignette-zout)
- lithium sulphate
- ammonium dihydrogen phosphate (ADP)

Het gedrag van piezo-elektrische stoffen, dat tot nu toe nog slechts fenomenologisch werd behandeld, zal vervolgen meer formulair beschreven worden in onderstaande relaties.

De volgende beschouwingen slaan op figuur (213.2)



-Beschouw eerst het direkte piezo-elektrische effect (druk-el.)
Aangelegd wordt een druk T (N/m^2)
Er ontstaat een polarisatielading P (C/m^2) met $P=Td$ (213.1)
met de piezo-elektrische uitzettingsconstante d (C/N)

Indien nu hieraan een uitwendig elektrisch veld E wordt toegevoegd dan ontstaat een extra ladingsdichtheid ten bedrage van ϵE , zodat nu geldt, voor de totale ladingsdichtheid:

$$D = \epsilon E + Td \quad (213.2)$$

met de permitiviteit ϵ (F/m)

-Beschouw vervolgens het converse effect (el.-druk)
Aangelegd wordt een elektrisch veld E (V/m)
Er ontstaat een mechanische uitzetting S (O/O) met $S=Ed'$ (213.3)
met de piezo-elektrische uitz. constante d' (m/V)

Indien hieraan weer een uitwendige druk T wordt toegevoegd dan ontstaat een extra uitzetting ten bedrage van sT , zodat nu geldt, voor de totale uitzetting:

$$\text{met de elasticiteitsconstante } s \quad (m^2/N)$$

$$S = Ts + Ed \quad (213.4)$$

In niet-piezo-elktrische stoffen reduceren (213.2) en (213.4) zich tot de bekende relaties:

$$D = \epsilon E \text{ en} \quad (213.5)$$

$$S = sT$$

Dat $d = d'$ moet zijn volgt uit een energiebeschouwing. Aldus ontstaan er twee definities voor de piezo-elektrische constante d:

- a. de ladingsdichtheid per eenheid van aangelegde druk onder kortsluitcondities d.w.z. $E = 0$ ($\rightarrow d$)
- b. de mechanische uitzetting per eenheid van aangelegd veld onder belastingsloze condities d.w.z. $T = 0$ ($\rightarrow d'$)

Men kan het kristal en daarmee ook de formules (213.2) en (213.4) aan een andere situatie onderwerpen, n.l. aan de ingeklemde toestand in plaats van aan de "vrije" toestand. Dan zijn D, resp S, nul.

Er ontstaat dan:

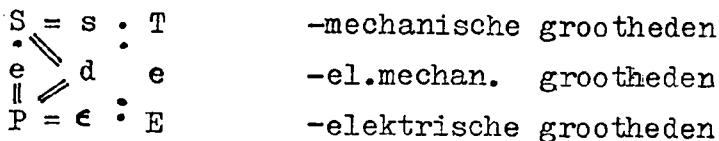
$$T = eE \text{ resp} \quad (213.6)$$

$$P = eS \quad (213.7)$$

met $e = d/s$ als de piezo-elektrische druk coefficient, gedefinieerd als:

- a. de druk per eenheid van veldsterkte in ingeklemde toestand d.w.z. $T = 0$ (N/Vm)
- b. de ladingsdichtheid per eenheid van uitzetting in ingeklemde toestand d.w.z. $D = 0$ (C/m^2)

Relaties (213.1) t.m. (213.7) laten zich vangen in volgend diagram:



Bovengenoemde eenvoudige verbanden zijn slechts van toepassing in één richting, bij voorbeeld in de dikte-richting van het schijfje. In het algemeen zal met een drie-dimensionaal stelsel rekening moeten worden gehouden, resulterend in een matrix en tensor formulering tussen de grootheden. Hierover in volgend hoofdstuk meer. Eerst echter:

2.1.4. ELEKTROSTRIKTIEVE OMZETTERS

Het elektrostriktieve effect slaat op een uitzetting van een dimensie van een kristal, dat evenredig is met het kwadraat van de aangelegde elektrische veldsterkte.

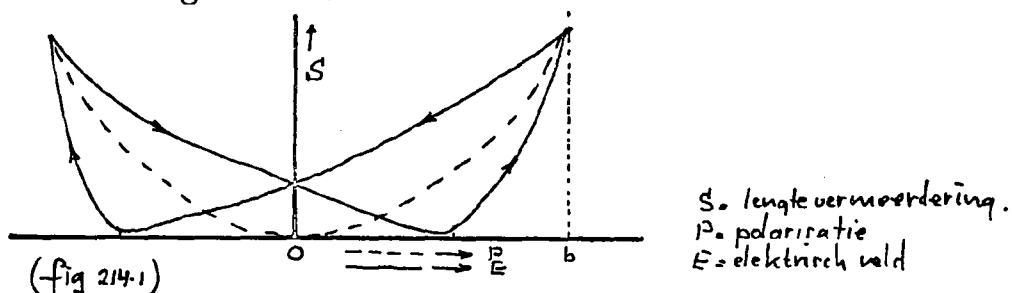
Alle dielektrische materialen bezitten dit verschijnsel, doch het effect is geprononceerd in een klasse, die uit ferro-elektrische materialen bestaat. Hieronder ressorteren bariumtitaanaat en loodzirconaattitanaat.

In deze stoffen valt het "zwaartepunt" van hun negatieve en

positieve lading niet samen, bij afwezigheid overigens van een uitwendig veld. Zo'n stof heeft derhalve een elektrisch dipoolmoment en wordt spontaan gepolariseerd genoemd. Aan deze eigenschap heeft men de naam "ferro-elektricititeit" toegevoegd.

Boven een zekere temperatuur, de Curie-temperatuur, verdwijnt het spontaan gepolariseerde karakter.

Ferro-elektrische materialen vertonen, analoog aan magnetische materialen een hysteresis-lus. Genoemde eigenschappen worden in Figuur(214.1) in beeld gebracht.



De gestippelde curve stelt voor de lengtevermeerdering als functie van de polarisatie: bij afwezigheid van enig uitwendig veld, hebben de spontaan gepolariseerde domeinen voorkeursrichtingen, die echter volgen een toevals patroon zijn verdeeld, en aldus geen resulterend elektrisch moment geven. Bij aanleggen van een uitwendig elektrisch veld echter, worden de domeinen genoodzaakt zich hierna te richten, en bijgevolg ontstaat nu wel een resulterend elektrisch dipoolmoment, en dus veranderen ook de fysische dimensies van het kristal.

De mechanische uitzetting is onafhankelijk van de richting van het aangelegde veld, positieve en negatieve velden produceren dezelfde uitzetting. Bijgevolg zijn elektrostriktieve omzeters van nature niet-lineair. Om werkelijke omzettings-werking te leveren moeten ze te voren gepolariseerd worden.

De polarisatie kan permanent worden aangebracht door het materiaal te verhitten tot de Curie-temperatuur waar de elektrostriktieve eigenschappen verdwijnen, en het dan vervolgens langzaam af te koelen, terwijl het aan een intensief elektrisch veld wordt blootgesteld. Het werkpunt verschuift dan in de figuur van O naar b.v. b.

elektrostriktieve relaties

Voorafgaand vergelijkingen-stelsel (213.8) kan worden gebruikt om de werking van elektrostriktieve stoffen te beschrijven met dit verschil echter, dat nu de permittiviteit ϵ afhankelijk is van de intensiteit van het polariserende veld E_0 . Bijgevolg moeten D, d, en e gespecificeerd worden voor elke waarde van van E_0 .

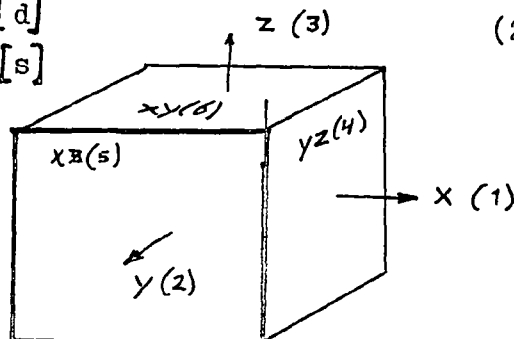
2.2. THEORIE VAN DE OMZETTER IN STATIONAIR BEDRIJF

De voorgaande beschrijving van het gedrag van de elektrostriktieve omzetter kan niet worden toegepast op een meer algemeen probleem, aangezien de koppeling tussen verplaatsingen in orthogonale richtingen compleet verwaarloosd werd. Met andere woorden: voor het algemene geval zijn de coëfficiënten van de vergl. (213.2) en (213.4) matrix-grootheden in plaats van scalaire grootheden. Deze complicatie maakt het probleem wezerlijk niet moeilijker, het is slechts nodig een systematische notatie in te voeren en deze konsekvent te hanteren om verwarring tussen de verschillende termen te voorkomen.

2.2.1. DE MATRIX-NOTATIE

In matrix-notatie worden de vergl. (213.2) en (213.4) geschreven als:

$$\begin{aligned} [D] &= [E] [\epsilon] + [T] [d] \\ [S] &= [E] [d_t] + [T] [s] \end{aligned} \quad (221.1)$$



(Fig 221.1)

De druk-matrix $[T]$ bevat aldus drie componenten loodrecht op elk vlak, en drie componenten in deze vlakken, de schuifspanningen.

De uitzettings-matrix bevat zes hiermee corresponderende componenten. $[S]$

De veldsterkte-matrix $[E]$ bezit drie componenten evenals de ladingsdichtheid-matrix $[D]$.

De permitiviteit-matrix $[\epsilon]$ zal een drie maal drie-matrix vormen, aangezien zij de $[D]$ met de $[E]$ matrix verbindt.

De piezo-elektrische constante-matrix is een drie maal zes matrix. $[d]$
De $[s]$ matrix is een zes maal zes-matrix.

Indien de vergelijkingen (221.1) hiermee worden uitgeschreven ontstaat:

$$\begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} & s_{15} & s_{16} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} & s_{24} & s_{25} & s_{26} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} & s_{34} & s_{35} & s_{36} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & s_{44} & s_{45} & s_{46} \\ s_{51} & s_{52} & s_{53} & s_{54} & s_{55} & s_{56} \\ s_{61} & s_{62} & s_{63} & s_{64} & s_{65} & s_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} \\ d_{41} & d_{42} & d_{43} \\ d_{51} & d_{52} & d_{53} \\ d_{61} & d_{62} & d_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}$$

In 't kort: de nummers 1 t/m 6 referen naar de x, y, z-assen; en naar de yz, xz, xy-vlakken uit figuur(22.1).

Het eerste subscript van elke constante betekent de richting van de "oorzaak", het tweede subscript duidt de richting aan van het "gevolg". Aldus duiden d₁₁ en d₁₄ aan, dat in beide gevallen het veld aangelegd wordt langs de x-as terwijl de uitzettingen druk-en schuif-uitzettingen zijn langs de x-as resp. het yz-vlak.

2.2.2. KEUZE VAN DE ONAFHANKELIJKE VARIABELEN

Elektromechanische trillingen van piezo-elektrische lichamen kunnen op conventionele wijze (zoals in de mechanica geschiedt) worden opgelost uit de opgestelde differentiaal vergelijkingen, evenwel met complicaties van toegevoegde variabelen en randvoorwaarden. Evenals bij de zuivere mechanische problemen, waar randvoorwaarden beschouwd moeten worden alvorens een coördinatenstelsel te kiezen, kan onnodige complexiteit vermeden worden door de vorm van de piezo-elektrische vergelijkingen te laten bepalen door randvoorwaarden. Dit komt neer op het volgende: de keuze van onafhankelijke en afhankelijke variabelen wordt dedikteerd door de randvoorwaarden.

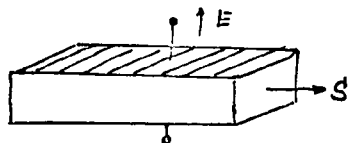
Welke zijn nu deze randvoorwaarden en de variabelen die zij plegen te bepalen?

Allereerst zijn er de mechanische randvoorwaarden, waaruit de keuze gedaan wordt om ófwel de druk T ófwel de uitzetting S als een onafhankelijke variabele te kiezen.

Vervolgens zijn er elektrische randvoorwaarden, die opgelegd zijn door de geometrie van het kristal en de plaats van de elektroden (equipotentiaal vlakken). hetgeen leidt tot de keuze van ofwel een constante dielektrische verplaatsing D, of van een constante veldsterkte E. Deze keuze brengt ofwel D ofwel E naar voren om als onafhankelijke variabele gebruikt te worden.

Door bovengenoemde keuzen te voltrekken ontstaat een viertal stelsels vergelijkingen, dat hieronder, in matrix-vorm, en met toepasselijke geometrie van het kristal, getabelleerd staat.

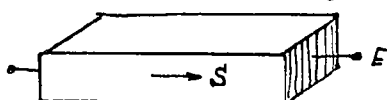
I. Staaf in lengte-uitzetting en veld \perp op lengte.



$$\begin{aligned} S &= S(T, E) & [S] &= [s^E][T] + [d_t][E] \\ D &= D(T, E) & [D] &= [d][T] + [\epsilon^T][E] \end{aligned} \quad (222.1)$$

Staaf, met lengte uitzetting langs de x-as
 elektrode platen \perp op de z-as
 beide dwarsdoorsneden \ll lengtedoorsnede,
 Dit is in principe een één-dimensionaal probleem
 met ongebruikte coördinaten ij en z. In deze richtingen is de
 staaf vrij om uit te zetten (constante-T) : daarom wordt T als
 onafhankelijke variabele gekozen. De elektroden platen vormen
 equipotentiaal oppervlakken in de richting van de beweging
 (constante E): daarom is E hier gekozen als de andere onaf-
 hankelijke variabele.

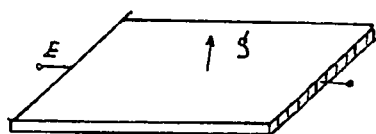
II. Staaf in lengte-uitzetting en veld // lengte.



$$\begin{aligned} S &= S(T, D) & [S] &= [s^D][T] + [g_t][D] \\ E &= E(T, D) & [E] &= [-g][T] + [\rho^T][D] \end{aligned} \quad (222.2)$$

Staaf met lengte uitzetting langs de x-as
 elektrode platen \perp op de x-as
 beide dwarsdoorsneden \ll lengtedoorsnede
 Voor argumentatie van de keuze van de mechanische variabele:
 zie onder I.
 Indien de permittiviteit van de staaf groter is dan die van het
 omringende medium, dan zullen de elektrische flux lijnen
 parallel met de lengte lopen, en daarom $D_1=D_2=0$ en $D_x/x=0$
 Evenzo, zullen met verwaarloosbare dwarsdoorsneden alle drukken
 nul zijn, behalve T_x .
 In deze situatie worden aldus D en T gekozen als onafhankelijke
 variabelen.

III. Plaat met dikte-uitzetting en veld \perp op dikte

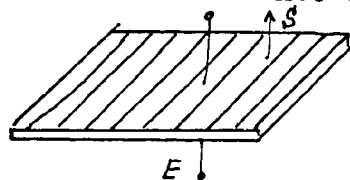


$$\begin{aligned} T &= T(S, E) & [T] &= [c^E][S] + [e_t][E] \\ D &= D(S, E) & [D] &= [e][S] + [\rho^S][E] \end{aligned} \quad (222.3)$$

Plaat met dikte-uitzetting langs z-as
 elektrode platen \perp op de x-as
 laterale dimensies(x,y) \gg dikte(z)
 In dit geval kan de plaat beschouwd worden alsof zij in de x en y
 richtingen ingeklemd is. Alle uitzettingen zijn dan nul, behalve
 S_z . De uitzetting S wordt bijgeval als onafhankelijke variabele
 gekozen.

Voor de keuze van de elektrische variabele gelden overwegingen
 die onder II te vinden zijn: $D_x=D_y=0$ en $D_z/z=0$

IV. Plaat in dikte-uitzetting en veld // dikte



$$\begin{aligned} T &= T(S, D) & [T] &= [c^D][S] - [h_t][D] \\ E &= E(S, D) & [E] &= [-h][S] + [\rho^S][D] \end{aligned} \quad (222.4)$$

Deze geometrie en elektrode-opstelling zullen we verder in de tekst als "DIKTE-TRILLER" benoemen. Zij zal uitvoerig besproken worden aangezien de dikte triller verder gebruikt gaat worden om ultrasone straling mee op te wekken.

N.B. In de vierstelsels van I t/m IV treden 16 constante matrices op. Hiervan zijn er slechts 3 van onafhankelijk, zoals in hoofdstuk (213) gebleken is. Er bestaan dus verwantschappen tussen al deze matrices. Hieronder volgen ze:

$$\begin{array}{lll}
 s^E - s^D = g_t d = d_t g & s^D = (c^D)^{-1} & d = Tg = es^E \\
 c^D - c^E = h_t e = e_t h & T = (T)^{-1} & e = dc^E = S_h \\
 T - S = ed_t = de_t & s^E = (c^E)^{-1} & g = hs^D = T_d \\
 S - T = gh_t = he_t & S = (S)^{-1} & h = Se = gc^D
 \end{array} \quad (222.5)$$

-de macht (-1) stelt een inverse matrix voor.

-de index t stelt de getransponeerde matrix voor (rijen verwisselt met kolommen)

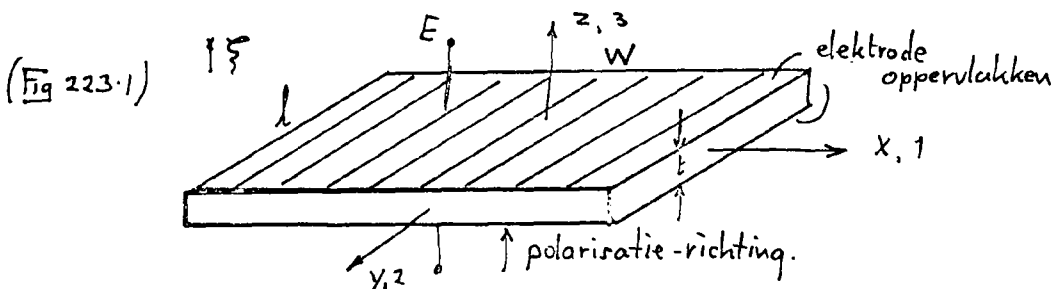
-het bovenschrijft D,E,T,S, duidt aan dat bijbehorende matrix van toepassing is bij constante D,E,T resp S.

TERUGBLIK EN VOORUITZICHT

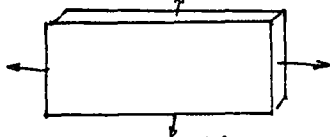
Dat de voorgaande vergelijkingen stelsels zo uitvoerig en systematisch werden behandeld is niet zonder reden. Wel zijn geval I, II, III niet van direkt praktisch belang, doch zij bezitten een goede educatieve waarde, nodig voor een correct inzicht. Dit inzicht is hier beslist noodzakelijk omdat anders niet de vereenvoudigingen, die in volgende hoofdstukken ingevoerd zullen worden, naar waarde en betekenis zijn te schatten. Deze vereenvoudigingen komen erop neer dat het oorspronkelijke drie of twee-dimensionale probleem, door verstandige keuze van de variabelen, zich reduceren laat tot een één-dimensionaal probleem. Zoals bij de analyse van de dikte triller dan nog zal blijken, verschrompelen de matrix-vergelijkingen zich tot eenvoudige scalaire vergelijkingen. Dit resultaat, met het dan verworven inzicht, zou echter nooit bereikt zijn, indien niet eerst de moeite was genomen de complete matrix-vergelijkingen op te stellen. Slechts dán kan door manipulatie met deze matrices op gedegen wijze een bevredigende scalaire betrekking worden afgeleid.

2.2.3. EEN SPECIALE KEUZE: DE DIKTE TRILLER

Onder de "dikte-triller" verstaan we een elektro-striktief keramiek, dat een bepaalde geometrie bezit, in één bepaalde richting permanent gepolariseerd is, en in deze richting alleen dan ook het elektrostriktieve gedrag vertoont.



De analyse van de diktetriller kan worden uitgevoerd op een één-dimensionale basis, onder de aannamen dat het keramiek oneindig uitgestrekt is in laterale richtingen (x,y-richting) en dat alle punten in elk vlak evenwijdig aan de oppervlakte (x-y-vlak) zich met gelijke verplaatsing bewegen. Dit is niet het geval in reële keramiek plaatjes, aangezien de oppervlakte begrensd is, hetgeen onharmonische trillingen tot gevolg heeft, die dikwijls gepaard gaan met hogere harmonischen van de "laterale mode". Deze harmonischen worden geobserveerd als ongewenste responsies (zgn. "spurious responses") die op de belangrijke dikte-mode responsie zijn gesuperponeerd.



[ongewenste trillingsresonanties waarvan de hogere harmonischen de dikte trilling kunnen verstoren.]

Toch blijkt deze één-dimensionale analyse goed te voldoen als zij wordt toegepast op de belaste omzetter, omdat in deze situatie de ongewenste modes onderdrukt worden.

Beschouw thans de dunne keramiek-plaat, met dikte t , elektrode oppervlakte lw , loodrecht op de z of 3 -richting, zie figuur (223.1). Indien de laterale dimensies nu groot zijn t.o.v. de dikte, dan kan de plaat als lateraal ingeklemd beschouwd worden. Onder deze omstandigheden geldt:

$$S_1=S_2=S_4=S_5=S_6=0 \quad (223.1)$$

voor vlakke-golf voortplanting in de dikte-richting. Evenzo geldt voor een isolerend dielektrisch medium, zonder elektrische flux-lek dat:

$$D_1=D_2=0 \quad (223.2)$$

$$\text{en } \partial D / \partial z = 0 \quad (223.3)$$

Dit suggereert dat D en S als onafhankelijke variabelen gekozen moeten worden. Het stelsel vergelijkingen dat door deze keuze vastgelegd is, wordt hier ter plaatse nogmaals vermeld:

$$\begin{aligned} [T] &= [c^D][S] - [h_t][D] \\ [E] &= -[h][S] + [\epsilon^S][D] \end{aligned} \quad (223.4)$$

Zoals bekend bezit de matrix c^D in het algemeen 6 x 6 termen

"	"	h	"	"	"	3 x 6 termen
"	"	S	"	"	"	3 x 3 termen

Nu is het materiaal, waarvan hier sprake is, een polycristallijn keramiek, met polarisatie in slechts één richting. In deze situatie worden de matrices enigszins vereenvoudigd, aangezien de gepolariseerde richting de enige an-isotropische as is; dit wil zeggen dat eigenschappen in elke twee richtingen loodrecht op deze as dezelfde moeten zijn. Wij kozen voor de gepolariseerde as de 3 -as. In dit geval, en met gebruik van vergl. (223.1; 223.2; 223.3) wordt de matrix vergelijking (223.4) volledig uitgeschreven:

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11}^D & c_{12}^D & c_{13}^D & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^D & c_{11}^D & c_{13}^D & 0 & 0 & 0 \\ c_{13}^D & c_{13}^D & c_{33}^D & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^D & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66}^D & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66}^D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ S_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & 0 & h_{31} \\ 0 & 0 & h_{31} \\ 0 & 0 & h_{33} \\ 0 & h_{15} & 0 \\ h_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ D_3 \end{bmatrix} \quad (223.5)$$

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & h_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & h_{15} & 0 & 0 \\ h_{41} & h_{31} & h_{15} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ S_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \beta_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \beta_{11}^S & 0 \\ 0 & 0 & \beta_{33}^S \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ D_3 \end{bmatrix}$$

Uit deze vereenvoudigde matrices leest men af dat de schuifspanningen T_4, T_5 en T_6 nul zijn, evenals E_1 en E_2 . De oplossing van het probleem van de dikte-triller vereist verder slechts T_3 , aangezien T_1 en T_2 nul mogen worden gesteld, in verband met de geometrie (zie beschouwing boven).

De piezo-elektrische vergelijkingen van de dikte-triller worden aldus:

$$\begin{aligned} T_3 &= c_{33}^D S_3 - h_{33}^D D_3 \\ E_3 &= -h_{33} S_3 + c_{33}^S D_3 \end{aligned} \quad (223.6)$$

Terwille van de overzichtelijkheid spreken we de volgende vereenvoudiging in notatie af:

$$\begin{aligned} c_{33}^D &\rightarrow c^D \\ h_{33} &\rightarrow h \\ \beta_{33}^S &\rightarrow 1/\epsilon \\ T_3, E_3, S_3, D_3 &\rightarrow T, E, S, D, \end{aligned}$$

Zodat uiteindelijk de vergelijkingen nu luiden:

$$\boxed{ \begin{aligned} T &= c^D S - h D \\ E &= -h S + \frac{1}{\epsilon} D \end{aligned} } \quad (223.7)$$

2.2.4. DE KOPPELINGSAKTOR k

De meest belangrijke parameter, die het piezo-elektrische gedrag beter karakteriseert dan het stelsel van elasticiteit-, dielektrische- en piezo-elektrische constante vermog, is de elektro-mechanische koppelfactor k . Deze koppelfactor kan worden afgeleid uit het genoemde drietal constanten. Zij is van fundamentele betekenis voor het omzettingsproces en beheerst er vele aspecten van. De verbinding tussen de elektrische en de mechanische keten wordt juist door de koppelfactor gelegd. In de volgende punten wordt de betekenis van k duidelijk.

a. de effectieve elasticiteitsmodulus.

Sluit het piezo-elektrisch keramiek aan de elektrische zijde kort ($E=0$). Uit het piezo-elektrische vergelijkingen paar (223.7) volgt:

$$T = S(1 - \frac{h^2}{c^D}) c^D \quad \text{de faktor } \frac{h^2}{c^D} \text{ is gelijk aan } k^2.$$

Bijgevolg is de effectieve elasticiteits-modulus onder kortsluit-condities (T/S) $_{E=0}$ een faktor $(1 - k^2)$ maal de elastische elasticiteits-modulus van hetzelfde materiaal indien het geen elektrostriktieve eigenschappen zou bezitten.

b. mechanische energie omzetting.

Een andere bruikbare interpretatie van k wordt verkregen bij beschouwing van de omzetting van elektrische in mechanische energie(en omgekeerd). Indien het keramiek vrij is opgehangen, dus $T=0$, dan volgt uit de vergelijkingen (223.7), bij constante E ,

$$\text{de elektrische energie} = 1/2 \epsilon E^2$$

$$\text{de mechanische energie} = 1/2 \cdot c^D S^2 = k^2 1/2 \cdot \epsilon E^2$$

Van de totale energie is dus een fractie k^2 naar de mechanische kant omgezet. Het gedeelte van de energie $(1-k^2)$ wordt in het elektrische gedeelte opgeslagen. Hier volgt tevens uit dat

$$0 < k < 1$$

Wel moet men deze koppelfactor niet verwarren met de efficiency van de omzetter, welke mede afhangt mede van interne verliezen en externe belasting van de omzetter.

c. krachtwerking door de omzetter

Nauw verwant met het vorige punt, en vooruitlopend op komende betrekkingen kan vermeld worden dat de verhouding tussen de krachten F die een omzetter uitoefent op zijn belasting y en de spanning V waarmee de omzetter gevoed wordt, evenredig is met k :

$$F/V = C \cdot k$$

d. de bandbreedte

Eveneens zal later aangetoond worden dat de bandbreedte van een onbelast kristal evenredig is met k^2 .

e. de koppelingsfaktor als vergelijkingsbasis

In het algemeen kunnen koppelingsfactoren behorende bij verschillende grootte orde van permitiviteit en /of compliantie, direkt met elkaar worden vergeleken. Ook hierdoor is k een faktor die direkt aanspreekt.

Vb. Kwarts-kristal bezit een lage koppelfaktor. Dit duidt op een kleine bandbreedte (hoge Q), en een geringe energie overdracht. Deze eigenschappen maken kwartskristal dan ook geschikt om als zeer selektief filter dienst te doen.

Keramische materialen daarentegen bezitten een hoge k-faktor, waardoor zij geschikt zijn om met een groot rendement energie om te zetten (gebruik als omzeters) of waarbij een grote bandbreedte vereist is (ultra-sonore vertragingslijnen).

In een bepaalde geometrie, wordt k van dezelfde indices voorzien als de andere piezo-elektrische constanten, voor de dikte triller bijvoorbeeld als: k_{33} .

Er bestaan echter enige uitzonderingen:

k_{33} is relevant voor lange dunne staven (geen laterale druk)
 k_t is relevant voor dunne platen (geen laterale uitzetting)

k_t is altijd kleiner dan k_{33} . Typische waarde zijn: (voor PZT)

$k_{33} = 0,7$
 $k_t = 0,5$

Voor ronde schuifjes die radiaal trillen worden andere dan de x-y-enz-assen gebruikt en kunnen dientengevolge deze indices niet gebruikt worden. In dit geval spreekt men van:

de planaire elektro-mechanische koppelingsfactor k_p .

2.3. HET GOLFVOORTPLANTINGSGEDRAG

We roepen nu in herinnering dat tot dusver slechts het statische gedrag van de omzetter ter sprake kwam. Wensen we ook het dynamische gedrag te kennen - en dit is van belang bij een continue omzetting van elektrische energie, via een mechanische trilling in akoustische output - dan zal de mechanische bewegingsvergelijking te hulp moeten worden geroepen om het dynamisch gedrag te kunnen onderzoeken. In het volgende hoofdstuk zal de dynamica, steunend op de wet van Newton, aan de orde komen.

de golfvergelijking .

De voortplanting van akoustische golven wordt beschreven door de golfvergelijking. De afleiding ervan is eenvoudig, en verwezen wordt hiervoor naar de literatuur.

De golfvergelijking is:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = p^2 \nabla^2 \psi \quad (2.3.1)$$

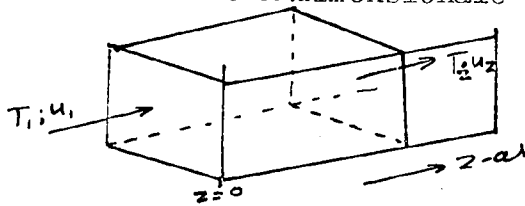
Zij is geldig in deze vorm voor het algemene, drie-dimensionale geval, in een oneidig, homogeen medium.

De variabele ψ staat hier voor de akoustische druk, doch kan ook op andere grootheden slaan, zoals deeltjessnelheid, versnelling. De vergelijking is opgesteld in carthesische coördinaten, maar kan eveneens worden uitgedrukt in pool of bolcoördinaten, eenvoudig door de Laplace operator in het gewenste coördinaten systeem uit te schrijven.

P is de propagatie-constante. P is complex in een niet-verliesvrij medium.

2.3.1. GOLFOORTPLANTING IN EEN STAAF

Op deze situatie is de één dimensionale oplossing van toepassing.



$\rho =$ soortelijke massa.

(Fig) 231.1)

Beschouw een gedeelte van de staaf, beginnende bij de oorsprong, en zich uitstrekkend langs de z-as. Dit geval zal van belang zijn voor het kristal-gedrag, reden dat hier uitvoeriger op ingegaan wordt. Om verwarring te vermijden in een later stadium, is het nodig thans tekenafspraken te maken. Binnen de staaf is de spanning T positief wanneer het een druk betreft, negatief bij een trek. De uitzetting S is positief wanneer het een verlenging betreft, negatief bij een verkorting.

Aangenomen wordt dat het einde van de staaf, bij $z=0$, de trilling exciteert. Een spanning in de staaf wordt hier geproduceerd door een uitwendige kracht, die werkt in de $-z$ -richting, en aldus een verplaatsing $-\xi$ veroorzaakt.

De uitzetting S is daarom:

$$S = \frac{\partial \xi}{\partial z} \quad (231.1)$$

Het elastische evenwicht eist dat :

$$T = S/s = -1/s \cdot \frac{\partial \xi}{\partial z} \quad (231.2)$$

en, aangezien :

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (231.3)$$

wordt:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{1}{s} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (231.4)$$

Het dynamisch evenwicht eist dat :
(WET VAN NEWTON)

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Delta z = -\rho \Delta z \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (231.5)$$

of:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (231.6)$$

en met (231.3)

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (231.7)$$

Eliminatie van T, resp. u tussen vergl. (231.4) en (231.7) levert op:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

met $v^2 = \frac{1}{s\rho}$

(231,8)

Een vergelijking van deze gedaante wordt "golfvergelijking" genoemd.

Oplossing van de golfvergelijking:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \quad (231.9)$$

De meest algemene vorm van de oplossing hieruit wordt gegeven door :

$$\Psi = f(z - Pt) + F(z + Pt) \quad (231.10)$$

waarin f en F tweemaal differentieerbare functies zijn. Slechts eenvoudige harmonische vorm van de oplossing zal hier behandeld worden:

$$= A e^{Pz} + B e^{-Pz}$$

$$= (A + B) \cosh Pz + (A - B) \sinh Pz \quad (231.11)$$

In deze formules speelt P de rol van propagatieconstante. In een verliesvrij medium is P zuiver imaginair, in een niet-verliesvrij medium is P complex volgens:

$$P = \alpha + j\beta$$

$$\text{en wordt: } \psi = A e^{\alpha z} e^{j\beta z} + B e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \quad (231.12)$$

$$(231.13)$$

hetgeen 2 golven voorstelt, elk met golflengte $2\pi/\beta$ en met snelheid ω/β , reizende in tegengestelde richting, met een verzwakking van α Nepers per eenheid van lengte.

Met deze kennis is het nu mogelijk de vergelijkingen (231.8) op te lossen. Voor sinusvormige variatie in de tijd worden deze vergelijkingen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= \left(\frac{j\omega}{v}\right)^2 u \\ \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} &= \left(\frac{j\omega}{v}\right)^2 T \end{aligned} \right\} \text{ met } v^2 = \frac{1}{\rho s} \quad (231.14)$$

Indien het materiaal van de staaf perfect elastisch is., dan is $1/s$ reel; er zal dan geen verzwakking optreden. Is echter de elasticiteit niet perfect, dan zal $1/s$ een complexe grootheid zijn, waarvan het imaginaire deel de dissipatie in het materiaal voorstelt. Ook v is dan complex, en het reele deel representeert de verzwakking per eenheid van weglengte; $1/v$ moet dan vervangen worden door $\frac{1}{v_0} - j\frac{\alpha}{v_0}$, waarin v_0 is de golf-snelheid en α de verzwakingsconstante uit vergelijking (231.12). Dit alles wegens: $P = \alpha + j\beta = \left(\frac{j\omega}{v}\right)$

Beide gevallen, de verliesvrije en de verliesrijke gevallen worden beschreven door de oplossing uit vergelijking (231.9) te nemen, met de hyperbolische functies uit vergl. (231.11). Door deze laatste vergelijkingen dan de herschrijven voor de variabelen T en u, komt tot stand:

$$\left. \begin{aligned} T &= A_1 \cosh Pz + B_1 \sinh Pz \\ u &= A_2 \cosh Pz + B_2 \sinh Pz \end{aligned} \right\} \quad (231.15)$$

De constanten $A_1 A_2 B_1 B_2$ zijn te vinden door gebruik te maken van de randvoorwaarden:

$$\begin{aligned} T(z=0) &= T_1 \rightarrow A_1 = T_1 \\ u(z=0) &= u_1 \rightarrow A_2 = T_1 \end{aligned} \quad ; \text{ en:}$$

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=0} &= -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{z=0} \rightarrow B_1 = -\rho v u_1 \\ & B_2 = -T_1 / \rho v \end{aligned} \right\}$$

De complete oplossing van de golfvergelijking voor het ééndimensionale geval, in de harmonische vorm luidt tenslotte:

$$\left. \begin{aligned} T &= T_1 \cosh Pz - \rho v u_1 \sinh Pz \\ u &= u_1 \cosh Pz - (T_1 / \rho v) \sinh Pz \end{aligned} \right\} \quad (231.16)$$

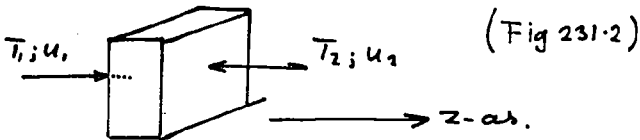
Verduidelijking in woorden: zijn eenmaal de begincondities (T_1, u_1) gegeven, dan volgt op elke willekeurige hoogte z : (T_2, u_2).

Bij de beschrijving van het gedrag van een trillend elektrostriktief keramiek, zijn we bijzonder geïnteresseerd in de druk en snelheid in vóór en achtervlak, en wel hierom, omdat deze grootheden direkte aansluiting geven op het medium dat voor transport van de akoustische energie zorgt draagt. Bovendien zijn deze grootheden bereikbaar voor waarnemingen, terwijl het druk- en snelheidsverloop in het inwendige van het plaatje dat niet zijn. Om deze redenen is het nuttig om de variabelen T en u uit de vergl. (231.16) van de index 2 te voorzien, ten teken dat deze variabelen op het achtervlak moeten worden betrokken, en voorts ter onderscheiding van de variabelen T_1 en u_1 uit het voorvlak.

Het verband tussen de variabelen paren (T_1, u_1) en (T_2, u_2) wordt aldus gelegd door:

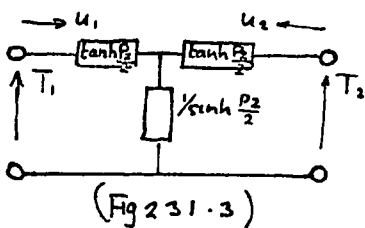
$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{\rho v}{\tanh Pz} u_1 + \frac{\rho v}{\sinh Pz} u_2 \\ T_2 &= \frac{\rho v}{\tanh Pz} u_1 + \frac{\rho v}{\tanh Pz} u_2 \end{aligned} \quad (231.17)$$

waarbij nu tekenafspraken gemaakt zijn behorende bij de volgende configuratie (figuur 231.2).



De hierboven gegeven analyse geldt uitsluitend voor een "dunne" staaf, waarbij de druk uniform verdeeld is over een doorsnede, en het elastisch gedrag bepaald wordt door Young's modulus. "Dun" betekent in fysisch opzicht hier, dat de diameter van de doorsnede klein is t.o.v. de golflengte, zodat in radiale richtingen geen energie wordt getransporteerd.

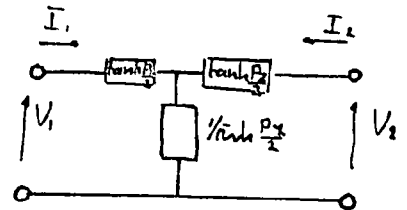
Vergelijkingen-paar (231.17) kan beschouwd worden als te behoren bij een twee-poort. Deze twee-poort bevat dan mechanische variabelen T en u , en is samengesteld uit mechanische impedanties. Om echter terug te kunnen vallen op theorieën zoals die ontwikkeld zijn bij elektrische netwerken, is het nuttig het mechanische impedantie netwerk te transformeren tot een elektrisch netwerk. Onderstaande schetsen brengt deze transformatie in beeld.



(Fig 231.3)

T druk $\leftrightarrow V$ spanning
 u snelh $\leftrightarrow I$ stroom

$$Z_0 = \rho v$$



Bedenk bij de afleiding van (231.17) uit deze tweepoort dat:

$$\sinh^{-1} Pz - \tanh^{-1} Pz = \tanh Pz/2 \quad (231.18)$$

2.3.2. RESONANTIEGEDRAG IN EEN STAAF

Staven, zoals die waarover vorig hoofdstuk handelde, vertonen bij bepaalde frekwenties een resonantie-gedrag. Voor het omzettings-gedrag zijn deze resonantie-punten van groot belang, aangezien hierbij een maximaal rendement een afgeven akoustische energie wordt verkregen, bij gegeven elektrische vermogensbron en keramiek. Hierop wordt later teruggekomen, bij de bespreking van het rendement van de omzetter.

Beschouw de staaaf uit figuur(231.1), met lengt z en vrij achteruit-einde, zodat $T_2=0$. Dan reduceren vergelijkingen (231.17) zich tot:

$$\begin{aligned} T_1 &= \rho v u_1 \tanh Pz \\ u_1 &= u_2 \cosh Pz \end{aligned} \quad (232.1)$$

Is de propagatie-constante complex dan:

$$\begin{aligned} P &= \alpha + j\beta \\ Pz &= \alpha z + j\beta z \\ &= \frac{1}{2} \delta + j\theta \end{aligned} \quad (232.2)$$

De hiermee geïntroduceerde grootheden hebben een fysische betekenis: Een golf die van het begin naar het einde reist, en terug, (een afstand dus van $2z$) is door de absorbtie in de staaaf gereduceerd met een factor $e^{-\delta}$ in amplitude. Verder is θ de lengte in radialen van de staaaf; het is de fase-verschuiving die een heengaan-de golf ondervindt als zij de staaaf éénmaal doorloopt. Ook is θ een handige variabele als zij als lengte eenheid van de staaaf wordt genomen bij vaste frekwentie, of als frekwentie bij vaste lengte.

$$\theta = \beta z = 2\pi z / \lambda = \pi \omega / \omega_0 \quad (232.3)$$

waarin $\omega_0/2\pi$ is de frekwentie waar de staaaf een halve golflengte lang is.

Nu terug naar vergelijking (232.1) Het eerste van dit paar levert:

$$T_1 = \rho v u_2 \frac{\tanh \frac{1}{2} \delta + j \tan \theta}{1 + j \tanh \frac{1}{2} \delta \tan \theta} \quad (232.4)$$

Is de verzwakking zo gering dat geldt dat $\delta^2 \ll 1$ dan wordt

$$Z_1 = \frac{T_1}{u_1} = Z_0 \frac{\frac{1}{2} \delta + j \tan \theta}{1 + j \frac{1}{2} \delta \tan \theta} \quad (232.5)$$

Deze formule stelt voor de akoustische impedantie die op het voorvlak "gezien" wordt, als de achterkant vrij hangt, als functie van θ .

$|Z_1|$ varieert op periodieke wijze, met maxima bij $\theta = \pi(n - \frac{1}{2})$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) en minima bij $\theta = n\pi$

met n is het aantal halve golflengten dat de staaaf bevat. (zie fig)

$$\begin{aligned} |Z_1|_{\max} &= Z_0 \left(\frac{2\pi(n - \frac{1}{2})}{2\pi} \right) = Z_0 \\ |Z_1|_{\min} &= Z_0 \left(\frac{2\pi n}{2\pi} \right) = Z_0 \end{aligned}$$

De frekwenties, waarbij de amplitude terugvalt tot $(\frac{1}{\sqrt{2}})u_1 \cdot \max$ worden gegeven door

$$\begin{aligned} \tan \theta &= \frac{1}{2} \delta \quad \text{of} \\ \theta &\approx n\pi + \frac{1}{2} \delta \end{aligned} \quad (232.6)$$

De maxima zijn breed en vlak, maar de minima zijn spits en smal.

De staaf vertoont dus een serie resonanties, waar een grote trillingsamplitude wordt opgewekt dooreen kleine drijvende kracht, over een breed frekwentiegebied.

De verhouding van de resonantie frekwentie tot de 3-dB.punten, is:

$$Q = \frac{n\pi}{\delta} \quad (232.7)$$

De trilling aan het vrije uiteinde van de staaf wordt gegeven door het tweede deel van vergelijking (232.1):

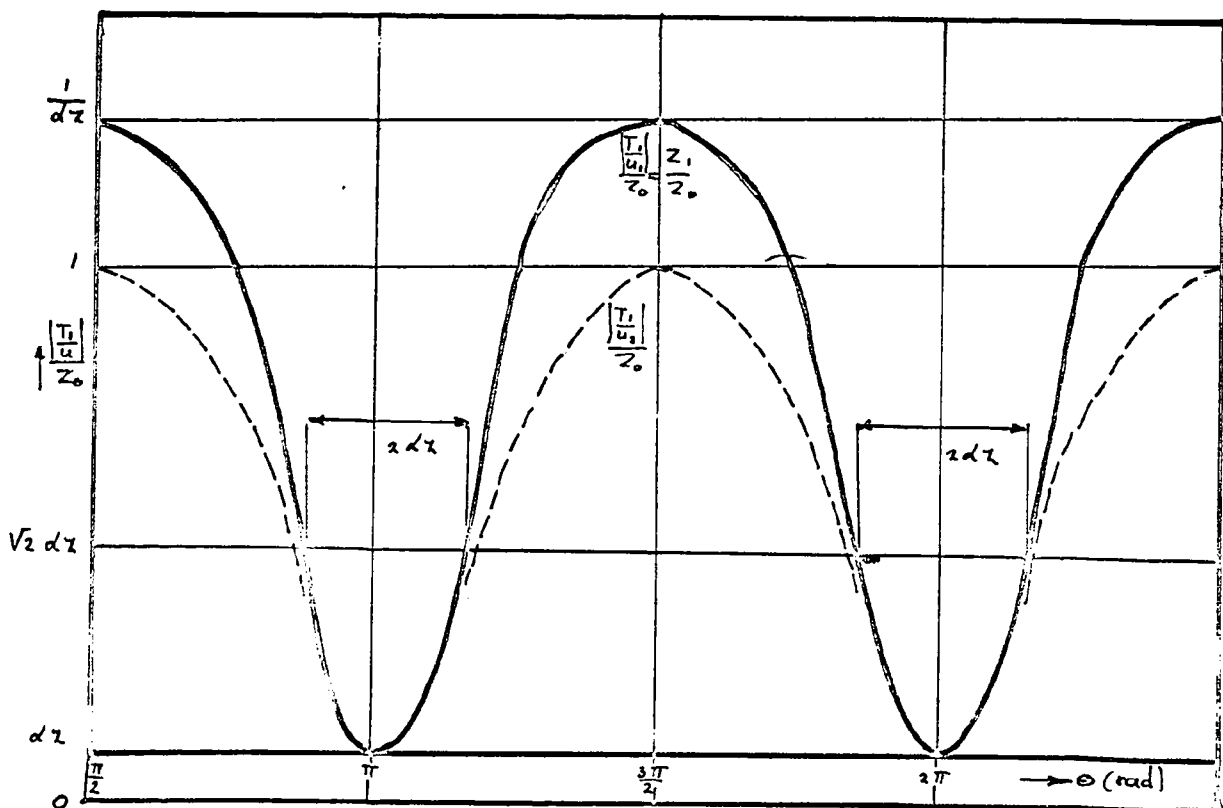
$$\begin{aligned} T_1 &= Z_0 u_2 \sinh \beta z \\ &= Z_0 u_2 (\sinh \alpha z \cos \beta z + j \cosh \alpha z \sin \beta z) \\ &= Z_0 u_2 (\frac{1}{2} \delta \cos \theta + j \sin \theta) \end{aligned} \quad (232.8)$$

Als $\theta = n\pi$, dan is $u_2 = (-1)^n u_1$, zodat de beide uiteinden trillen met gelijke amplituden bij de resonanties van de staaf.

Als $\theta = (n-1)\pi$, dan is:

$$T_1 = j Z_0 u_2 \cos \theta = j Z_0 u_2 \quad (232.9)$$

De variaties van T_1/u_1 en van T_2/u_2 zijn in figuur (232.1) geschetst.



(Fig 232.1)

Indien de staaf, in plaats van vrij aan de achterkant, belast is met een mechanische impedantie $Z_2=T_2/u_2$, dan geeft vergelijking (231.17):

$$T_1 = Z_0 u_1 \frac{Z_2 \cosh Pz + Z_0 \sinh Pz}{Z_0 \cosh Pz + Z_2 \sinh Pz} \quad (232.10)$$

Indien de verzwakking van de staaf klein is, dan reduceert zich dit tot:

$$T_1 = Z_0 u_1 \frac{(Z_2/Z_0) + j \tan \Theta}{1 + j(Z_2/Z_0) \tan \Theta} \quad (232.11)$$

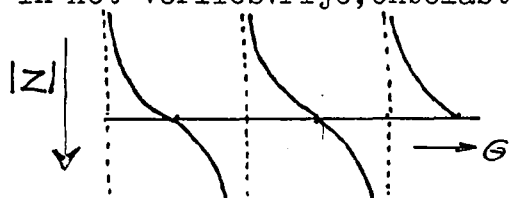
Deze uitdrukking heeft dezelfde vorm als die boven is afgeleid voor de staaf met (geringe) energie-verlies en vrij uiteinde, en wanneer $Z_2 \ll Z_0$ dan vinden dezelfde series scherpe resonantiepieken plaats. Als Z_2 vermeerderd, worden deze resonantie-pieken breder en lager, totdat in het bijzondere geval $Z_2=Z_0$ de verdwijnt en het systeem a-periodiek wordt. We spreken in dit geval van de karakteristieke afsluiting van de staaf. In dat geval vinden aan de grensvlakken tussen de plaat en medium met Z_2 geen reflecties plaats, zodat ook geen resonantie-gedrag optreedt: de amplitude van de snelheid en van de druk zijn constant in het inwendige. Bovendien geeft de plaat in deze omstandigheden maximaal vermogen door aan het medium: de staaf is als akoustische energiebron aangepast aan de belasting.

Als Z_2 nu verder stijgt tot boven Z_0 , dan her-verschijnen de resonanties, maar verschoven over een kwart golflengte, zodat de maxima en minima onderling verwisseld zijn.

CONCLUSIES EN OPMERKINGEN

-het resonantie-gedrag herhaalt zich om de halve golflengte in de staaf.

-in het verliesvrije, onbelaste geval wordt het impedantieverloop:



$$Z = \frac{-jZ_0}{\tan \Theta}$$

-het ontstaan in de formules van uitdrukkingen als \sinh , \tanh , moet worden toegeschreven aan het gedistribueerde karakter van de massa elementen in de staaf, evenals het multi-resonantie-gedrag. Beschreven situatie doet zich analoog voor bij de berekening aan lange leidingen, en het opstellen van de telegraaf-vergelijking, waar men ook te maken heeft met verdeelde inductiviteiten en capaciteiten.

-een piezo-elektrisch kristal moet men in het vervolg zien als een staaf materiaal, dat trilt volgens de hier beschreven eigenschappen. Als initiator van de trillingen treedt hierbij dan het piezo-elektrisch effect op. De verbinding tussen beide verschijnselen, dus van het mechanische en het piezo-elektrische gedrag, levert de beschrijving op van het dynamisch gedrag van de omzetter en zal onderwerp van gesprek zijn in het volgende hoofdstuk.

2.4. THEORIE VAN DE OMZETTER IN DYNAMISCH BEDRIJF

Thans is het ogenblik aangebroken om de statische piezo-elektrische "bewegings"vergelijkingen uit vergelijking(223.7) te laten versmelten met de mechanische bewegingsvergelijkingen uit vergelijking(231.7). Hieruit worden dan de dynamische bewegingsvergelijkingen vastgelegd.

Het procedé dat bij deze afleiding wordt gevolgd komt in wezen overeen met de afleiding van de mechanische bewegingsvergelijking van de staaf, met dit verschil echter dat nu wegens de aanwezigheid van wél zo'n eigenschap niet geldt:

$$S = \frac{1}{c^p} T \quad \text{doch,} \quad (24.1)$$

$$S = \frac{T+hD}{c^p} \quad (24.2)$$

Het elastisch evenwicht eist dan dat :

$$\frac{\partial(T+hD)}{\partial t} \frac{1}{z} = -c \frac{\partial u}{\partial z} \quad (24.3)$$

Het dynamisch evenwicht eist dat :

$$\frac{\partial(T+hD)}{\partial z} = -\rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (24.4)$$

waarbij echter de term hD weggelaten mag worden omdat dit geval is gekarakteriseerd door $\frac{\partial D}{\partial z} = 0$ (24.5)

Deze twee mechanische vergelijkingen (24.3) en (24.4) kunnen nu verder ontwikkeld worden als vergelijkingen(231.4) en (231.7). Dit leidt dan rechtstreeks tot de omlijste vergelijkingen hieronder.

Vervolgens kan een elektrische vergelijking afgeleid worden uit de eerste van vergl.(223.7), door deze te schrijven als:

$$D = \epsilon E + h \epsilon S \quad (24.6)$$

Na integratie over de dikte t van de omzetter, en waarbij gedacht moet worden dat in dit geval D constant is, volgt:

$$Db = V + h \epsilon (\zeta_2 - \zeta_1) \quad (24.7)$$

en onder sinusoidale omstandigheden :

$$\begin{aligned} I &= \frac{\partial D}{\partial t} = j\omega D, \text{ volgt uit(24.6)} \\ I &= j\omega V \epsilon / t + (u_2 - u_1) h \epsilon / b \\ &= j\omega C V + h C (u_2 - u_1) \end{aligned} \quad (24.8)$$

en de mechanische:

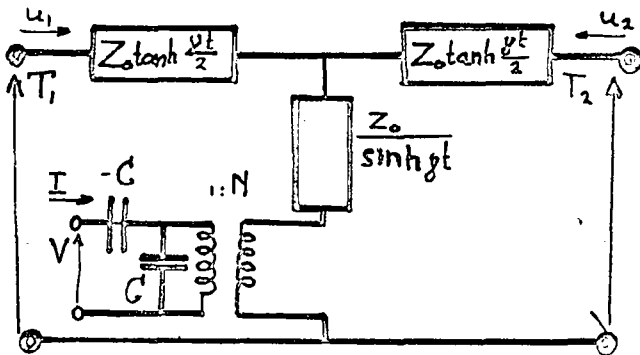
$$\begin{aligned} T_1 + hD &= (Z_0 / \tanh \gamma t) u_1 - (Z_0 / \sinh \gamma t) u_2 \\ T_2 + hD &= (Z_0 / \sinh \gamma t) u_1 - (Z_0 / \sinh \gamma t) u_2 \end{aligned}$$

De laatste drie vergelijkingen kunnen tenslotte worden omgewerkt tot:

$$\begin{aligned}
 T_1 &= \frac{Z_0}{\tanh \gamma l} u_1 + \frac{Z_0}{\sinh \gamma l} u_2 + \frac{\rho^2}{h j \omega} I \\
 T_2 &= \frac{Z_0}{\sinh \gamma l} u_1 + \frac{Z_0}{\tanh \gamma l} u_2 + \frac{\rho^2}{h j \omega} I \\
 V &= \frac{\rho^2}{h j \omega} u_1 + \frac{\rho^2}{h j \omega} u_2 + \frac{1}{j \omega C} I
 \end{aligned}
 \tag{24.9}$$

2.4.1. HET EQUIVALENTE CIRCUIT

Bovenstaand vergelijkingen stelsel bepaalt de volgende drie-poort.



$$C_0 = \frac{L \omega \epsilon}{l} ; N = C_0 h$$

$$Z_0 = l \omega \sqrt{\rho c} ; \gamma = j \omega \sqrt{\frac{\rho}{c}}$$

(Fig 241.1)

Het elektrostriktieve keramiek gedraagt zich als een drie-poort, met twee mechanische- en één elektrische ingang.

De twee mechanische variabelen paren $(T_1, u_1 ; T_2, u_2)$ kunnen in dit circuit behandeld worden als ware het elektrische spanningen en stromen. Om dit te bereiken is de ideale transformator 1:N ingevoerd, dank zij welke de equivalentie kan worden uitgedrukt in de volgende eenvoudige transformaties:

$$\begin{aligned}
 \text{Druk } T \text{ [N/m]} &\longleftrightarrow \text{Spanning } T \text{ [volts]} \\
 \text{snelh.u [m/sec]} &\longleftrightarrow \text{Stroom } I \text{ [ampères]}
 \end{aligned}$$

Verschillende aspecten in dit circuit verdienen de aandacht:

- a. Door introductie van de ideale transformator is het mogelijk de elektrische en mechanische poorten uit elkaar te trekken, wat in het schema als een groot visueel voordeel blijkt.
- b. Bij afwezigheid van het elektrostriktieve effect wordt N nul. Het netwerk reduceert zich dan tot het reeds behandelde langeleiding netwerk uit vergelijking (231.17) en figuur (231.3).
- c. Doordat nu wel een elektro-striktief effect aanwezig is, wordt het derde-elektrische klemmenpaar geïntroduceerd. Langs dit klemmenpaar wordt de elektrische energie via de ideale transformator omgezet in mechanische energie, welke zich in de vorm van snelheid en kracht aan beide mechanische uiteinden kenbaar maakt.

c. De interpretatie van de condensator C is duidelijk: het is de capaciteit van een plaatje met elektrode oppervlak lw , en elektrode afstand t , in een medium met permitiviteit ϵ .

d. Een interessant volgend punt is de aanwezigheid van de negatieve capaciteit. Deze ontstaat fysisch uit de aanname, dat D constant is over het plaatje. Bij stoffen met lage koppeling, zoals kwarts, is de reaktantie hiervan zo gering dat ze verwaarloosd mag worden. In stoffen echter met een hoge koppeling is het effect van de negatieve capaciteit meer uitgesproken: zij veroorzaakt elektrische serie-resonanties die niet samenvallen met de mechanische resonantie.

e. De gebruikte constanten laten zich overzichtelijk indelen:

primaire constanten		fysische constanten	
geometrische const.	materiaal const.	elektr.gedrag	mech.gedrag
l, w, t	ϵ, h, c, ρ	N, C_0	Z_0, γ

De primaire constanten zijn bekend voor een bepaalde vaste geometrie van het kristal; of getabelleerd wat betreft het piezo-elektrische drietal.

De fysische constanten zijn hieruit afgeleid, zij hebben een meer direktere betekenis voor het omzettingsproces.

f. Elektrische verliezen zijn niet verdisconteerd in de berekeningen en dus ook niet in het equivalentie-schema. Eventueel kunnen dielektrische verliezen als een shunt weerstand over de condensator C in rekening worden gebracht.

wat de mechanische verliezen aangaat: zij komen tot uitdrukking in de complexe voortplantingsconstante γ en in de hyperbolische uitdrukkingen.

In het verliesvrije geval, waar de elasticiteits constante c reëel is, wordt γ zuiver imaginair: $\gamma = j\beta$

en wordt $\tanh \gamma t \rightarrow j \tan \beta t$

met $\beta = \omega/c$; $c =$ voortplantingssnelheid $= \sqrt{\frac{c_0}{\rho}}$

2.4.1.1. DE FREKWENTIE-RESPONTIE

Deze kan uit het equivalente circuit worden berekend. Opdat de berekeningen niet te complex zullen worden nemen we aan:

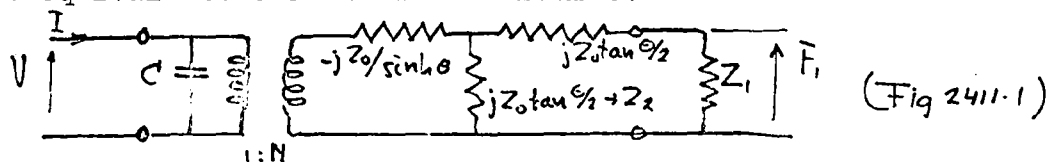
-de inwendige verliezen, zo deze mochten bestaan, worden verdisconteerd in een geconcentreerde weerstand R_v .

-de negatieve capaciteit negeren we. Zoals in vorig hoofdstuk gezien is, introduceren we hierdoor een fout in de ligging van eventuele resonantie-punten. Later, bij de doorrekening van een praktisch voorbeeld, zullen we zien dat het effect ervan gering is.

-de achterzijde van het kristal is "gebacked" met een impedantie Z_2 , die reëel is verondersteld.

-de voorzijde is afgesloten met de karakteristieke impedantie van een medium Z_1 , eveneens reëel.

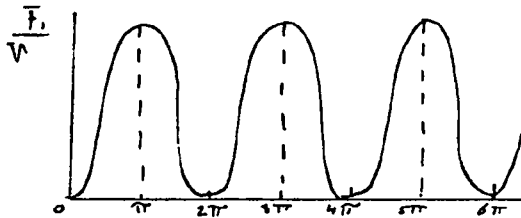
Het equivalente circuit wordt hiermee:



Hieruit is door rechtstreekse berekening en met gebruik van relatie (231.10) te vinden dat:

$$\frac{F_1}{NV} = \frac{z_1 \{ (\cos\theta - 1) + jz_2 \sin\theta \}}{(z_1 + z_2) \cos\theta + j(1 + z_1 z_2) \sin\theta} \quad \text{waarin } z_1 = \frac{Z_1}{Z_0} \text{ en } z_2 = \frac{Z_2}{Z_0}$$

Indien een constante e.m.k. V wordt aangelegd bij variërende frekwentie, dan doorloopt de kracht F een serie nulpunten en maxima, die een harmonische reeks resonanties opleveren, analoog aan het geval bij de trillende staaf (fig 232.), doch zónder de even harmonischen; bij deze frekwenties bevat het kristal een even aantal halve golflengten, die elkaar uitdoven omdat ze tegengestelde fase hebben.



$$F=0 \text{ bij } \theta = 2m\pi$$

$$F = \frac{2NVZ_1}{Z_1 + Z_2} \text{ bij } \theta = (2m+1)\pi$$

(met $m = 0, 1, 2, 3, \dots$)

Fig (2411.2)

CONCLUSIE: In een elektrostriktieve omzetter, kan slechts output verkregen worden, indien de dikte t een oneven aantal maal de halve golflengte bedraagt.

2.4.1.2. DE BANDBREEDTE

Deze onderzoeken we slechts voor een kristal zonder backing: $z = 0$. De relatieve mechanische respoentie t.o.v. $\theta = \pi$ wordt dan:

$$\frac{F_1}{F_\pi} = \frac{1 \cos\theta - 1}{2 \cos\theta + j \frac{1}{z_1} \sin\theta}$$

Indien: $z \ll 1$, dan heeft de respoentie een smalle piek rond $z = 1$, dan heet het kristal aangepast.
 $z = \sqrt{2}$, dan vindt er kritische respoentie plaats: maximaal vlak verloop, maximale bandbreedte.
 $z \gg 1$, nu ontstaat dubbel gepiekte resonantie.

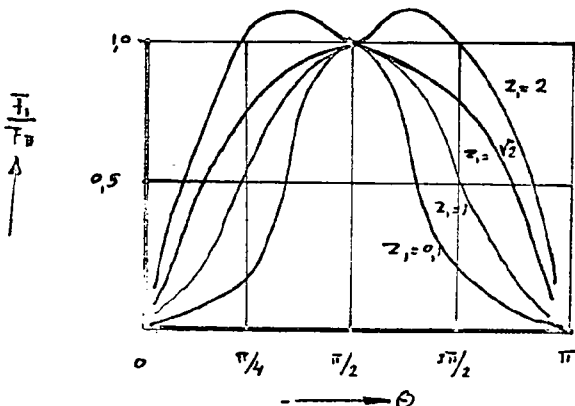


Fig (2412.1)

De situatie waarin $z \gg 1$, zal bij de toepassingen waarvoor al deze overwegingen opgezet zijn, zich niet voordoen. We wensen immers het kristal in een waterachtige omgeving te gebruiken, en dan is $z \approx 0,1$. Omdat bij deze lage waarde van z , de aanpassing slecht is, hetgeen tot gevolg heeft dat een gedeelte van de energie door het medium -gereflekteerd wordt, zal getracht worden z , op te voeren door een impedantie-transformator. In dat geval wordt $z=1$ bereikt, waarbij de resopntie reeds nagenoeg zijn vlakste top heeft bereikt.

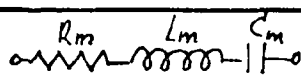
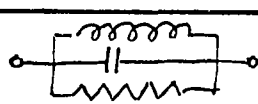
De gevolgen van " backing " zijn in het algemeen dat de band-breedte groter wordt.

2.4.2. HET EQUIVALENTE L-C-R-CIRCUIT.

Het circuit dat in de voorgaande sekte werd afgeleid is universeel geldig voor het gehele frekwentiegebied waarvoor de oorspronkelijke aannamen van kracht blijven. In dit equivalente circuit kwam het resonantie-gedrag van de (gedistribueerde) massa-elementen tot uiting in de hyperbolische tangens-en sinus-functies. Ofschoon hiermee accurate berekeningen gemaakt kunnen worden, is het handiger de equivalente voorstelling samen te stellen uit geconcentreerde weerstanden, zelfindukties en capaciteiten. Aangezien het kristal een massa-distributie kent, kan het niet volledig beschreven worden door een eindig aantal van deze elementen. Over elk smal genoeg frekwentie bandje kan er echter wel de frekwentie-resopntie mee worden samengesteld. Een omzetter laat men gewoonlijk op zijn serie-resonantie frekwentie werken, zodat de geconcentreerde L,R,en C elementen zullen moeten worden afgestemd op deze frekwenties.

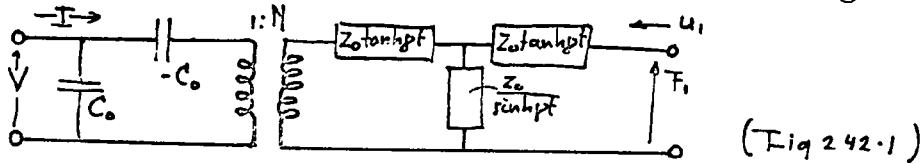
Door berekening kan een tangens-funktie in de buurt van een serie-resonantie frekwentie worden vervangen door een L-C-schakeling. Een tangens-hyperbolische funktie, ontstaat uit een verliesrijke situatie, wordt gerepresentateerd door een L-C-R-circuit.

Onderstaande tabel geeft een overzicht hiervan. Voor de afleiding zie ref 32.

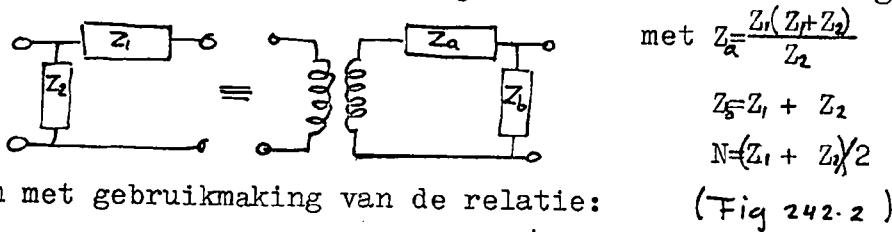
Functie	$Z_0 \tanh \gamma l$	$\frac{1}{Z_0 \tanh \gamma l}$
Resonantie frekwentie	$(\beta l)_0 = 0, \pi, 2\pi, \dots$	$0, \pi, 2\pi, \dots$
equivalent circuit	 $R_m = \frac{Z_0 (\beta l)_0}{2 Q_m}$ $L_m = \frac{Z_0 \pi (\beta l)_0}{2 \omega_0}$ $C_m = \frac{2}{Z_0 \omega_0 (\beta l)_0}$	 $R_m = \frac{2 Q_m}{Z_0 (\beta l)_0}$ $C_m = \frac{(\beta l)_0}{2 \omega_0 Z_0}$ $L_m = \frac{2 Z_0}{\omega_0 (\beta l)_0}$

De uitwerking met deze geconcentreerde elementen zal worden behandeld voor het veel voorkomende geval dat één mechanisch klemmen-paar is kortgesloten, d.w.z. één zijde van het kristal kan zich vrij bewegen ($T=0$), en rond de grondharmonische resonantie frekwentie. ($\theta = \pi$)

Het equivalente schema uit fig. (241.1) wordt in dit geval:



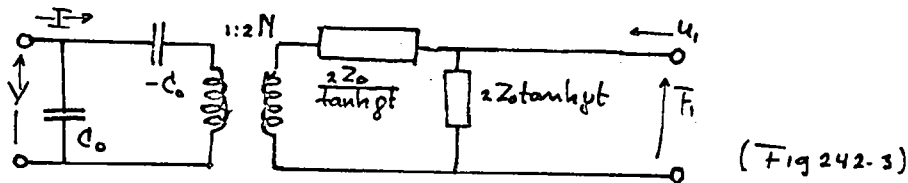
Met in acht neming van de equivalente netwerken volgens Norton:



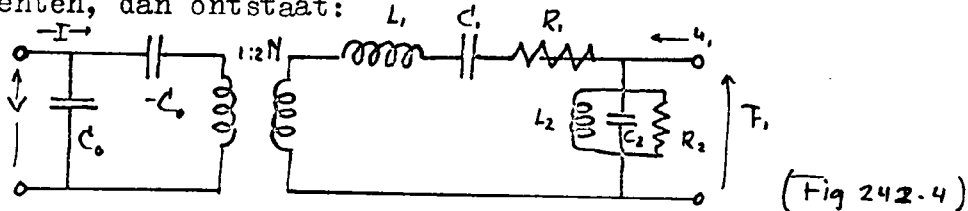
en met gebruikmaking van de relatie:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} = \frac{\sin \alpha}{1 + \cos \alpha}$$

kan figuur (242.1) worden omgewerkt tot:

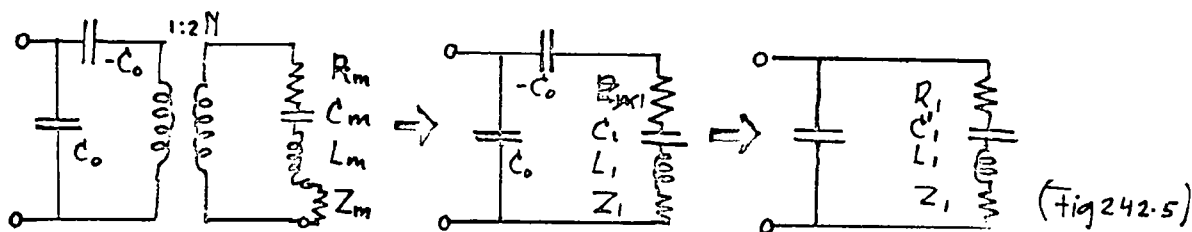


Roepen we op dit moment de tabel (p. 48) te hulp om de tanh-functies en de inverse ervan te vervangen door geconcentreerde L-C-R-elementen, dan ontstaat:



Nu moet verder worden opgemerkt dat de impedantie van het shunt-circuit L-C in de buurt van resonantie gewoonlijk veel groter is dan de belasting die aan het klemmenpaar bestaat, en dat deze daarom normaliter genegeerd kan worden.

Nemen we verder aan dat het kristal aan zijde 1 belast wordt door een medium met karakteristiek impedantie $Z_m = \rho_m c_m$, en nummeren we de gebruikte constanten op een iets andere wijze, dan ontstaat tenslotte het vervangingschema:



(Fig 242.5)

$$R_m = \frac{\pi Z_0}{2 Q_m}$$

$$R_1 = \frac{R_m}{4 N^2}$$

$$C_1' = \frac{C_0 C_1}{C_0 - C_1}$$

$$C_m = \frac{2}{\omega_0 \pi Z_0} = \frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{l}{wt} \cdot \frac{1}{c}$$

$$C_1 = C_m \cdot 4 N^2$$

$$Z_0 = lw \sqrt{c}$$

$$L_m = \frac{\pi Z_0}{2 \omega_0} = \frac{\rho \cdot \text{volume}}{2}$$

$$L_1 = \frac{L_m}{4 N^2}$$

$$N = C_0 h$$

$$Z_m = \rho_m C_m$$

$$Z_1 = \frac{Z_m}{4 N^2}$$

$$C_0 = \frac{lw \epsilon}{t}$$

MERK OP:

- a. het mechanische kring element C_m stelt voor:
 $\frac{2}{\pi^2}$ maal de statische compliantie van het kristal.
 het mechanische kring element L_m stelt voor:
 $1/2$ maal de massa van het keramiek.

Dat deze waarden kleiner dan één zijn, vindt zijn oorzaak in de distributie van de massaelementen: niet alle massaelementen trillen met gelijke amplituden.

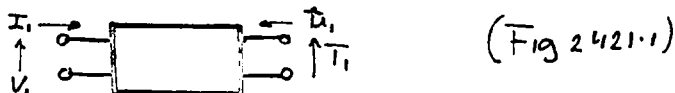
- b. Nadat de ideale koppeltransformator is geëlimineerd, blijkt dat de negatieve capaciteit $-C_0$ zich in serie bevindt met de getransformeerde mechanische vervangingscapaciteit C_1 . Door samentrekking van C_1 en $-C_0$ ontstaat de vervangingscondensator C_1' . Met deze capaciteit zal verder gerekent worden.

- c. Zowel de resonantiefrekwentie ω_0 als de kwaliteitsfactor Q_m van het mechanische circuit ondergaan de transformatie zonder wijziging: $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$; en $Q_m = \frac{\omega_0 L_m}{R_m} = \frac{\omega_0 L_1}{R_1}$

Dit is van belang voor directe metingen waar men immers met L , en R , te maken krijgt.

2.4.2.1. DE ELEKTRISCHE INGANGSADMITANTIE

Het elektro-striktieve keramiek, kan, met het equivalente circuit uit het vorige hoofdstuk, beschouwd worden als een tweepoort.



(Fig 2421.1)

De volgende overwegingen maken het aantrekkelijk de ingangsadmitantie I/V als functie van de frekwentie te onderzoeken.

a. Deze elektrische-poort is voor metingen eenvoudig toegankelijk, dit in tegenstelling met de mechanische poorten, waarvan de druk T en de snelheid u zich moeilijk bepalen laten.

b. Het keramiek zal, om vermogen om te zetten, gevoed moeten worden uit een elektrische energie bron. Aanpassingsproblemen, zoals rendement-en bandbreedte, vragen om een dergelijke admittantie beschouwing.

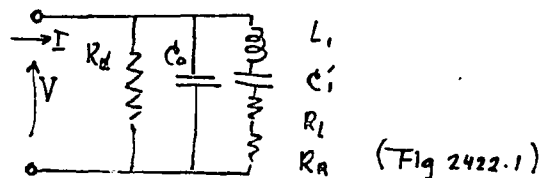
c. In het volgende zal blijken dat het admittantie-diagram bij uitsteking geschikt is om in polaire uitvoering te worden uitgezet ($|Y|$; $\arg Y$). Uit het polaire diagram laten zich op bijzonder eenvoudige wijze alle karakteristieke constanten bepalen, benevens enkele procesgrootheden.

Voor de aanpak van de admittantie-beschrijving wordt de volgende lijn gevolgd:

- 1 Synthese van het polaire diagram: samenstelling ervan uit de circuit parameters C_0, C', L, R ; relevante frekwenties.
- 2 Analyse van het polaire diagram: bepaling van de constanten, en koppelfactor, rendement en bandbreedte.
- 3 Een praktische meting aan een keramisch plaatje. (PZT)

2.4.2.2. SYNTHESE VAN HET POLAIRE DIAGRAM

Het keramiek wordt aan één zijde belast met akoestische impedantie R_R . De mechanische inwendige verliezen zijn R_L . De diëlektrische verliezen zijn R_d .



Als vereenvoudiging wordt nu aangenomen dat de kwaliteitsfactor Q_m van de mechanische kring ($L_1, C'_1, R_L + R_R$) groot is. Dit betekent dat deze resonantie kring actief is rond haar resonantie-frekwentie f_m in een klein gebiedje.

Onder deze omstandigheden mogen we de reaktantie van de parallel capaciteit C_0 zijnde $1/j\omega C_0$ als constant veronderstellen:

De admittantie Y is complex, en kan geschreven worden als:

$Y = Y e^{j\arg Y}$. Deze vorm zal gebruikt worden bij metingen met een vektor-volt-meter, waarmee absolute waarden en fase hoeken gemeten kunnen worden.

$Y = A + jB$, waarin $A =$ conductantie ($1/R$)
 $B =$ susceptantie (C)

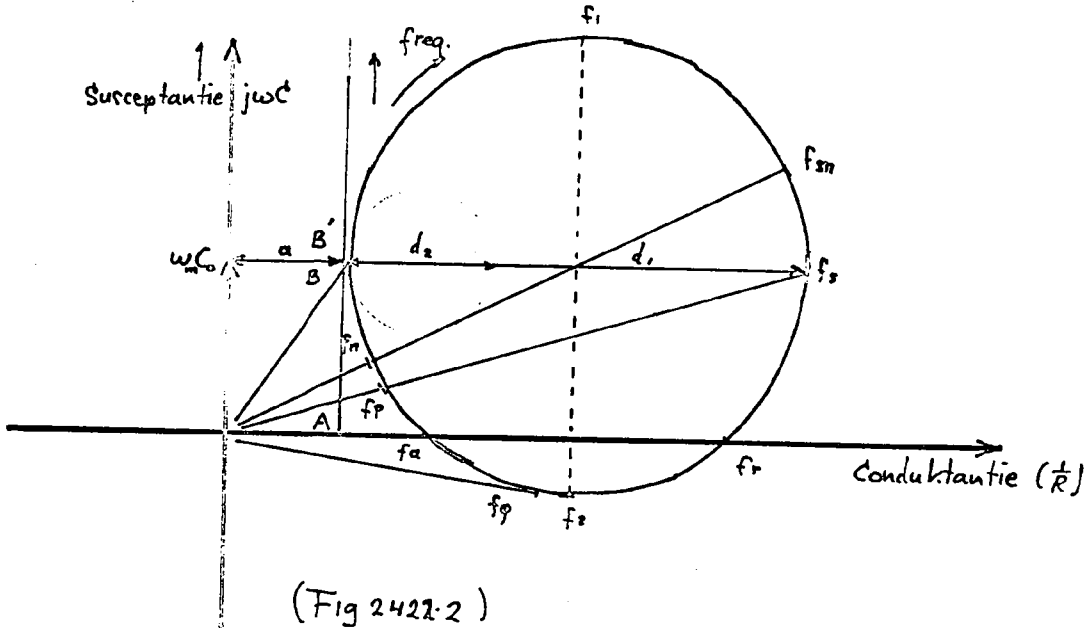
In het gegeven probleem wordt de admittantie Y :

$$Y = \frac{1}{R_d} + j\omega C_0 + Y(\text{seriekring})$$

Het probleem splitst zich dan tot het opstellen van de admittantie van uitsluitend de seriekring $L, C, R_L + R_R$. Hiervan is bekend dat het admittantiediagram een cirkel is, met middelpunt

$$M = \frac{1}{(R_L + R_R)/2}, \quad 0; \quad \text{en straal: } r = \frac{1}{(R_L + R_R)/2}$$

De weerstand R_d transformeert deze cirkel over de x-as (de conductiviteitsas) over een afstand $1/R_d$ naar rechts. De condensator C_0 transformeert de cirkel over de y-as (de susceptantie-as) over een afstand $\omega_m C_0$ naar boven.



(Fig 2422.2)

In figuur (2422) zijn polaire admitantie diagrammen uitgezet in twee gevallen: a) onbelaste toestand: $R_{tot} = R_l$ $d_1 = 1/R_l$

b) in belaste toestand: $R_{tot} = R_l + R_R$ $d_2 = 1/R_R + R_l$

(2422.1)

Globaal verloop van dit diagram:

Bij $f=0$ bevindt de curve zich in A. \rightarrow

Bij hogere frekwenties is C_0 werkzaam, tot in punt B de serie-resonantie-keten mee gaat spreken. Na de ronde over de cirkel arriveert het lopende punt tenslotte weer terug in B'-bedenk dat het frekwentie verloop behorende bij B en B' zo gering is dat ωC_0 op zijn plaats is. Thans is het serie resonantie gedrag uitgespeeld, en wordt de verticale lijn verder bewandeld, bepaald door R en C_0 . In het verloop langs de cirkel zijn een aantal specifieke frekwenties aanwijsbaar, die hieronder toegelicht zullen worden.

$f_s = \text{mechanische (serie) resonantie} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$

$f_p = \text{parallel resonantie} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC(1+Q^2)}}$

$f_r = \text{resonantie (susceptantie=0)}$

$f_a = \text{anti-resonantie (susc.=0)}$

$f_m = \text{maximum admitantie}$

$f_n = \text{minimum admitantie}$

$f_1 = 3 \text{ dB-punten}$

f_2

$f_\phi = \text{maximum fase.}$

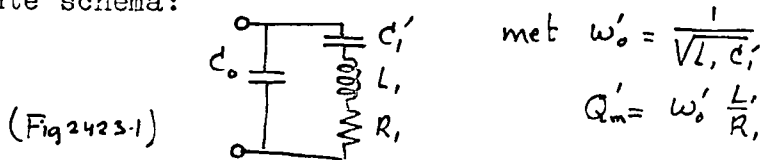
In het verliesvrije geval:

$f_m = f_r = f_s$ en:

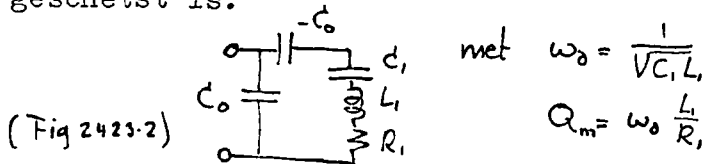
$f_n = f_a = f_p$

2.4.2.3. ANALYSE VAN HET POLAIRE DIAGRAM

a) Is eenmaal het polaire diagram van een dikte-triller in onbelaste toestand opgenomen, dan zijn er verschillende grootheden die zich rechtstreeks laten aflezen. Men moet echter goed bedenken dat deze grootheden betrekking hebben op het volgende equivalente schema:



Wij zijn echter meer geïnteresseerd in de grootheden die bij het werkelijke mechanische circuit thuishoren, en dat hieronder geschetst is.



Het is duidelijk dat de aanwezigheid van de negatieve condensator $-C_0$ oorzaak is van de discrepantie tussen deze twee groepen grootheden. Het is echter mogelijk de tweede groep grootheden uit de eerste groep af te leiden. De formules hiervoor zijn te vinden in ref. 32, en zij staan hieronder overzichtelijk en cumulatief getabeleerd. Een kruisje duidt aan dat de corresponderende grootheid er vertikaal boven benodigd is om de corresponderende rechtse grootheid te berekenen. De juiste formules hietoe staan opgeslagen in het formularium.

Direct afleesbare grooth.					hieruit te berekenen grooth.			formularium.	
R	C ₀	ω ₀ '	ω ₁ '	ω ₂ '					
		x	x	x	Q _m '				= ω ₀ '/ω ₁ '-ω ₂ '
x	x	x			x	k'			= (π ² /ωω ₀ 'C ₀ R ₁ Q _m ') ^{1/2}
						x	k		= (k' ² /1+ωk' ² π ²) ^{1/2}
		x					x	C ₁	= ω ² /π ² k ² C ₀
		x						x	C ₁ '
			x					x	L
			x				x		ω ₀
								x	x
								x	x
									Q _m
									x
									x
									C
									x
									ε
									x
									x
									h = k√C

Handwritten notes in the table:
 $C = \frac{1}{4L^2 f_0^2 (\pi^2 - 4k^2/\pi^2 - \omega k^2)}$
 $\epsilon = C_0 \frac{L}{L\omega}$

N.B.1) Verondersteld is dat de dimensies l, w en t alsmede de soortelijke massa van het keramiek bekend zijn.

2) Indien nodig kunnen met de nu bekende grootheden ook N, Y, Z_0, L_m, C_m, R_m berekend worden volgens eerder gegeven formules.

Uit de admitantie loci in onbelaste en belaste toestand kan bovendien de efficiency van de omzetter bepaald worden (zie fig (242).2)

$$\text{efficiency } \eta = \frac{\text{vermogen afgegeven aan belasting}}{\text{totale vermogen aan ingang}} = \frac{P_R}{P_R + P_L + P_D}$$

$$\text{waarin: } P_R : \text{ het uitgestraalde vermogen} = \frac{V^2}{2(R_R + R_L)^2}$$

$$P_L : \text{ het mechanische verlies} = \frac{V^2 R_L}{2(R_R + R_L)^2}$$

$$P_D : \text{ het diëlektrische verlies} = \frac{V^2}{2R_D}$$

Hiermee wordt de vergelijking voor de efficiency:

$$\eta = \frac{R_R R_D}{(R_R + R_L)(R_R + R_L + R_D)}$$

Met gebruikmaking van relaties (242.1) wordt deze uitdrukking:

$$\eta = \frac{d_2(d_1 - d_2)}{d_1(a + d_2)} \quad (2.4.2.3-1)$$

BESLUIT EN CONCLUSIE

In de loop van dit overwegend theoretische hoofdstuk werd het trillingsgedrag van piëzo-elektrisch materiaal onderzocht, in het bijzonder dat van het dunne plaatje. Mits aan bepaalde voorwaarden werd voldaan, die successievelijk in dit hoofdstuk vermeld werden, bleek dit gedrag door een cirkelvormig admitantie diagram te worden beschreven. Dit diagram legt het gedrag en alle grootheden van een specifiek plaatje keramiek volledig vast.

In het volgende hoofdstuk zal deze analyse-methode aangewend worden om de gegevens te vergaren die noodzakelijk zijn voor de berekening van de omzettingwerking en de aanpassing aan de energiebronnen.

3. ONTWERP VAN EEN OPNEMER VOOR ULTRA-GELUID

In de loop van dit hoofdstuk volgen overwegingen die moeten leiden tot een zo goed mogelijke omzettingswerking van de zenden en ontvang keramieken. Achtereenvolgens worden hiertoe werkfrequentie en omzettings-vermogen vastgelegd. De elektrische en akoestische aanpassing aan de energie-bronnen komen aan de orde, nadat de hiervoor benodigde gegevens uit admitantie-metingen zijn verkregen. Tenslotte volgen enige konstruktieve eisen waaraan de houder van het keramiek heeft te voldoen.

3.1. KEUZE VAN DE FREKWENTIE

Er bestaan twee voorwaarden die frequentie-bepalend zijn. Allereerst zal een signaal, dat door de zender de huid in wordt gezonden, worden verzwakt, en wel méér naarmate de frequentie hoger is. Een té hoge frequentie zal dus een ontoelaatbaar hoge verzwakking geven in het zend-ontvang-circuit.

Vervolgens bestaat er een frequentie-afhankelijk verstrooiingsmechanisme van ultra-geluid door de rode bloedlichaampjes (zie hfst. 1.3.5). Voor een groot percentage verstrooiing moet de werkfrequentie hoog genoeg worden gekozen.

Een derde overweging betreft de haalbare dynamiek van de vloeistofstromings-meting. Deze vergroot zich indien het Doppler-spektrum zich meer naar hogere frequenties uitbreidt, hetgeen geschiedt indien de werkfrequentie hoger wordt genomen.

Bezien wij deze drie eisen nader, dan blijken de eerste twee onderling strijdig te zijn. Een resulterend compromis zal leiden tot de volgende keuze-mogelijkheid wat betreft de werkfrequentie: $f_{\min} < f_{\text{werk}} < f_{\max}$. De laatste, derde overweging suggereert ons het hoge bereik van dit frequentie-gebied uit te kiezen.

Genoemde overwegingen worden in de volgende hoofdstukjes uitgewerkt.

3.1.1. MINIMALE HUID-ABSORBTIE

In de akoestiek wordt "absorbtie" beschreven door:

$$A = A_0 e^{-\alpha x},$$

met: A_0 = amplitude van druk of snelheid bij $x=0$ (mtr.)

α = absorbtie coëfficiënt (Neper per meter)

2α = intensiteits-absorbtie-coëfficiënt.

In het algemeen zijn veelvuldig voorkomende absorbtie-processen de zgn. viscosse en warmte-geleidings processen. Deze leiden tot een absorbtie-coëfficiënt die evenredig is et het kwadraat van

de frekwentie, dus: $\alpha(\cdot)f^2$.

In alle zachte weefsels echter is α bij benadering evenredig met de frekwentie. Het mechanisme hier betreft absorbtie door weefselproteïne. (36)

Om tot een grafiek te komen waarin α staat tegen f zal gebruik gemaakt worden van gegevens uit (36),

menselijk weefsel:

freg.	α	α'
MHz	N/cm ⁻¹	dB/m
0,87	0,045	7,7
1,7	0,09	4,1
3,4	0,16	2,2

Uit deze drie gegevens is de conclusie te trekken dat $\alpha(f)$ inderdaad bij benadering, in het betreffende frekwentiegebied, een lineaire functie is.

In bijlage 1 is dit lineair verband uitgezet, en geëxtrapoleerd tot frekwenties van 0,3 tot 10 MHz. Ter vergelijking zie n ook de verzwakkingslijnen te zien voor water. Thans kunnen we eisen gaan stellen aan de maximale toelaatbare verzwakking:

eis: Die absorbtie is nog toegestaan, die voor een weglengte van 6 cm (3 cm door huid heen naar ader en 3 cm terug) minder dan 12 dB verzwakking geeft (ca faktor 4 hierin).

of: $\alpha < 200$ dB/mtr. Uit grafiek volgt dan de maximale frekwentie:

CONCLUSIE: $f_{\max} = 10$ MHz.

3.1.2. MAXIMALE GELUIDSVERSTROOING

De mate waarin een deeltje de opvallende geluidsstraling verstrooit is des te hoger naarmate dat deeltje zich meer star opstelt t.o.v. het geluidsvoortplantende milieu. Lees ook hfst. (1.3.5) hierover, waar men ook een formule vindt die de mate van mee-beweging van een bolvormig deeltje beschrijft:

$$k = \frac{1}{\sqrt{X^2 + 1}} \quad \text{met } X = \frac{4\pi r^2 f}{97}$$

waarin k is de fraktie waarin de deeltjes zich meebewegen met het trillende medium (Bloed). Voor verklaring andere symbolen: zie genoemde hoofdstuk.

In de formule voor k blijkt dat met dalende frekwentie de fraktie van meebeweging k stijgt, ofwel dat dan de deeltjes minder star zijn t.o.v. het medium. Hieruit volgt dat bij lagere frekwenties de verstrooiing minder wordt: een laagste frekwentie f_{\min} ontstaat.

Kwantitatieve grootheden: $\rho = 10 \text{ kg/m}^3$
 $\eta = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ Nsec/m}^2$

Om tot een getal voor r te komen:

Beschouw een bolletje met straal r dat dezelfde massa heeft als het ronde dunne bloedlichaampje.:

$$\text{massa bloedlichaampje} = \text{massa bolletje}$$

$$\rho d \pi r^2 = \rho \frac{4}{3} \pi r^3$$

$$\text{voor } r = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

$$d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m. wordt } r \rightarrow 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

Deze r wordt nu als eerste benadering aangenomen als straal van een equivalent bolletje, dat in de plaats komt voor het bloedlichaampje.

Nu zijn voldoende gegevens bekend om tot een uitspraak over de laagste frekwentie te komen:

eis: een percentage van 50% meebeweging geeft voldoende verstrooiing. Hieruit volgt $k=0,5=1/\sqrt{X^2+1} \rightarrow f=0,5\text{MHz}$

CONCLUSIE: $f_{\min}=0,5\text{MHz}$

Als compromis tussen minimale absorbtie en maximale geluidsverstrooiing vinden we het volgende frekwentie-gebied:
 $0,5\text{MHz} < f_{\text{werk}} < 10\text{MHz}$

3.1.3. DYNAMIEK IN HET DOPPLERSPEKTRUM

Dat een zo hoog mogelijk oplopend Dopplerspektrum van belang is voor de dynamiek van een meting kan men als volgt inzien. Zoals beschreven in hoofdstuk 1 is altijd aanwezig een minimale frekwentie in het Doppler spektrum als gevolg van afsnijding van lagere frekwenties, dat om meerdere redenen moet geschieden. (Om de snelheid van registratie van de hartslag niet in gevaar te brengen $\rightarrow f_{\min}=ca 30\text{Hz}$; Om de radiale aderwand component te elimineren $\rightarrow f_{\min}=ca 200\text{Hz}$.)

Aangezien de dynamiek in het meetbereik van de bloedsnelheid (V_{\max}/V_{\min}) evenredig is met de dynamiek in het Doppler-spektrum, is het duidelijk dat juist tengevolge van de aanwezigheid van een onderste frekwentie, de hoogste frekwentie bepalend is geworden voor de dynamiek.

Vb. Stel dat bij $f_{\text{werk}}=1\text{MHz}$ de max. Doppler freq. = 1kHz
 dan dynamisch bereik = $1000/200=5x$

Dan is bij $f_{\text{werk}}=10\text{MHz}$ de max. Doppler freq. = 10kHz
 en de dynamiek : $10.000/200=50x$

Dit voorbeeld mag illustreren waarom een frekwentie keuze aan de hoge zijde van het beschikbare frekwentiegebied van 0,3 tot 10 MHz de voorkeur verdient.

CONCLUSIE: kiezen we experimenteer-frekwenties van ca 4MHz-8MHz.

3.2. UITGESTRAALD VERMOGEN

Zonder verder commentaar ligt het voor de hand, dat om een grote signaal ruisverhouding te bereiken aan de ingang van het ontvangend kristal, het ingestraalde vermogen opgevoerd moet worden. Om persoonlijke veiligheids grenzen echter te waarborgen is een limiet aan dit vermogen gesteld. Een indruk van het gebruikte akoustische vermogen in de medische toepassingen krijgt men uit volgend korte overzicht.(36)

In de chirurgie, bij wegbranding bv. van gezwellen, gebruikt men in een specifiek geval 25 Watt/cm² gedurende 5 minuten (3 MHz), en in een ander geval 900 Watt/cm² gedurende 2-3 sec (1 MHz).

In de therapie, waar langdurige bestralingen voorkomen, en geen destructieve effecten verwacht worden, daalt dit vermogen tot 2 á 3 watt bij 1 cm² en 1 MHz.

Voor de Doppler meting, waar men het kwetsbare bloed bestraalt, mag het nimmer tot hemolyse komen. Veilige marges in de literatuur genoemd:

uit(20) : gedurende 24 uur bestraling met 200mW/cm² trad geen hemolyse op.

uit(11) : 50 mW/cm² werd gebruikt om bewegingen van het hart te registreren.

uit(9) : Doppler-meting bij gebruik van 100mW/cm². (5 MHz)

uit(31-4) : Bij inwendige inbrenging van een Doppler-set voor telemetrie-doeleinden: 30mW/toegevoerd elektrisch vermogen aan een kristal plaatje van 0,5 cm².

Gebruikt men de Doppler methode om pre-nataal leven op te sporen, dan stelt men vanzelfsprekend nog strengere eisen aan het toelaatbare vermogen. Uit(24) vernemen we dat dan slechts 2,8mW/cm² gestraald wordt., en dit nimmer langer dan 10 minuten daags.

CONCLUSIE : Beperken we het gebruik van de Doppler-flow meter tot meting van bloedsnelheden aan volwassen personen, dan lijkt een akoustische vermogen van 100 mW/cm² zonder gevaar.

Meting van het uitgestraalde vermogen.

Beschikbare apparatuur om rechtstreeks de akoustische energie te meten was niet voorhanden,. Eenvoudiger lijkt het om het toegevoerd elektrisch vermogen te meten. Indien dan het rendement van de omzetter bekend is volgt het akoustische vermogen. Door het verlies aan reflectie op de opnemer-huid, huid-ader-overgangen hiervan af te trekken, mét het verlies aan absorbtie, volgt het effectieve akoustische vermogen dat in het bloed doordringt.

Het probleem van de elektrische vermogingsmeting bij ca 5 Mhz kan opgelost worden door stroom en spanning door en over het kristal te meten. Indien echter de inwendige weerstand van het

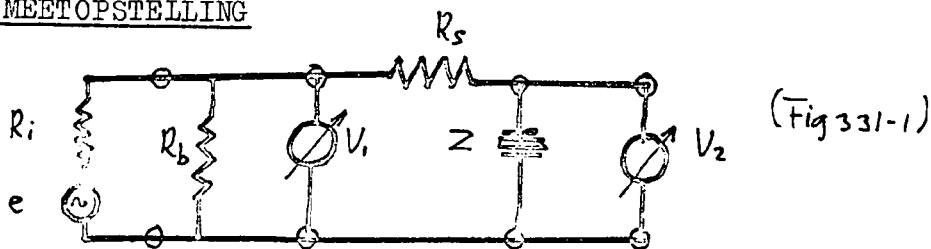
kristal bekend is, is nog slechts een spanningsmeting nodig om het elektrische vermogen te berekenen. Deze inwendige weerstand, of inwendige impedantie, hangt af van de frekwentie-instelling van het kristal. Om gegevens hierover te verkrijgen is een meting uitgevoerd aan een type keramisch materiaal. Uit de resultaten van deze admitantie metingen kunnen voor ieder kristal van dat materiaal (PZT-5), representatieve gegevens worden afgeleid over de inwendige impedantie, en ook over vele gegevens betreffende de gunstigste aanpassing van het kristal aan oscillator en ontvanger.

3.3 ADMITANTIE METINGEN AAN PZT-5

Impedantie-metingen werden verricht aan een schijfje keramiek van PZT-5, waardoor admitantie circels geconstrueerd konden worden.

Gegevens van het plaatje: diameter $\phi = 1,00\text{cm}$
dikte $d = 430 \text{ m}$
res.freq = ca 4,5MHz.

3.3.1. MEETOPSTELLING



Een Rode und Schwartz-generator, met $R_1=60 \text{ ohm}$ levert een spanning e , in het frekwentie bereik van 3-10MHz. Deze generator is afgesloten met R_b .

V_1 en V_2 werden met de vector-voltmeter van Hewlett-Packard gemeten.

Z is de impedantie van het kristal.

R_s is een voorschakelweerstand en wordt reël verondersteld.

$$\text{Nu geldt: } V_2 = \frac{Z}{R_s + Z} V_1$$

De voorwaarde dat $R_s \gg Z$ levert:

$$V_2 = \frac{Z}{R_s} V_1 \text{ of } Z = \frac{V_1}{V_2} R_s$$

Neem, om onder alle omstandigheden aan de voorwaarde te voldoen: $R_s=10\text{kohm}$. Andere waarden:

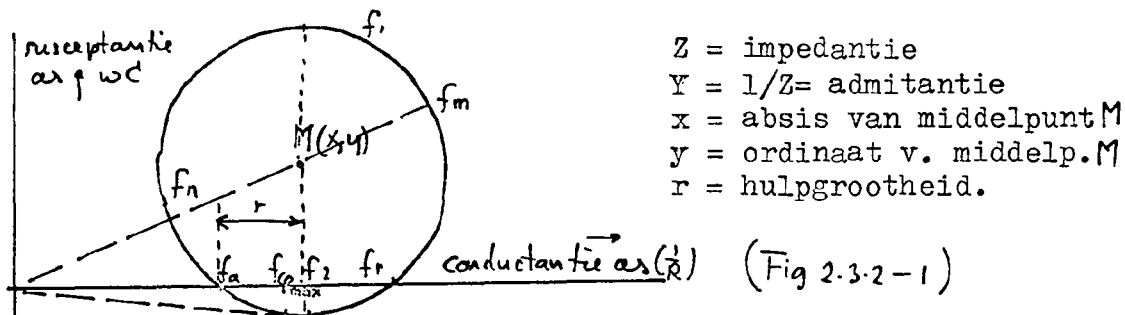
$R_b=60\text{ohm}$, $V_1=1\text{volt}$, constant te houden, zodat:

$$|Z| = 10^4 |V_2|$$

$$\arg Z = \arg V_2 - \arg V_1 = \arg V_2$$

2.3.2. MEETMETHODE

Gemeten zullen die waarden van Z nu worden, welke rond de resonantie-frequentie liggen. Slechts enkele punten behoeven te worden gemeten om de admitantie-cirkel te kunnen construeren. Voor controle op de metingen zullen nog enkele punten méér in de meting worden betrokken, zie hetvolgende schetsje.



In de volgende frekw.enties wordt de admitantie onderzocht: f_m en f_n . Omdat bij deze frekwenties de fase hoek zeer sterk varieert bij kleine variaties van $|Z|$, wordt slechts $|Z|$ genoteerd. ($d \arg Z / d |Z| = \infty$)

f_r en f_a . In deze punten zijn zowel $\arg Z$ als $|Z|$ vrij betrouwbaar. Dit punt doet dienst als controle punt. Slechts $\arg Z$ wordt genoteerd; $|Z|$ is onderhevig aan sterke fluktuaties bij kleine variaties in $\arg Z$. ($d |Z| / d \arg Z = \infty$)

Is uit voorgaande metingen de cirkel bepaald, dan kunnen uit de figuur de moduli en fasehoeken van het punt bij f_1 en f_2 afgelezen worden. Door deze fasehoeken en moduli dan weer in te stellen in de meetopstelling, kan het frekwentie-paar f_1, f_2 gevonden worden.

De coördinaten van het middelpunt M en de straal R berekent men nu als volgt.

$$R = \frac{|Y_{f_m}| - |Y_{f_n}|}{2}; \quad x = \frac{|Y_{f_a}| + |Y_{f_r}|}{2}; \quad y = \sqrt{R^2 - r^2}; \quad r = x - |Y_a|$$

Twee cirkels zullen nu bepaald worden; die behorende bij het onbelaste kristal, dus in lucht opgehangen; en die in olie gedompeld, dus hiermee belast.

Alvorens de resultaten van de metingen en de berekeningen worden vermeld, eerst nog een opmerking over de bepaling van y .

Omdat, zoals blijken zal, de cirkel behorende bij het kristal in onbelaste toestand groter zal zijn dan die in belaste toestand, wordt de gegeven bepaling van y in eerstgenoemde situatie onnauwkeurig. De oorzaak ligt hierin dat in dit geval de grootheden R en r , en dus zeker R^2 en r^2 , procentueel weinig van elkaar verschillen, zodat in hun verschil een grote relatieve onnauwkeurigheid ontstaat.

Het is dan ook aan te bevelen om voor y die waarde te nemen die uit de waarnemingen bij het belaste kristal volgt.

Immers, aangezien y de susceptantie van het kristal voorstelt, moet deze waarde onafhankelijk van welke belasting ook, dezelfde zijn.

3.3.3. METINGEN

In lucht				In olie				
	freq.	U_1	$\arg U_1$	Y	freq.	U_1	$\arg U$	Y
	MHz	mV		mmohm	MHz	nV		mmohm
f_m	4,25	0,6		167	4,12	1,85		54,0
f_r	4,25	0,6	0°	167	4,32	2,43	0°	41,2
$f_{\varphi_{max}}$	4,52		+70°		4,48		+14°	
f_a	4,73	35	0°	286	4,64	8,45	0°	12,0
f_n	4,76	37		2,70	4,79	11,6		8,62

Hieruit volgt via de bekende formules:

$$R = 82,15$$

$$r = 82,07$$

$$x = 84,93$$

$$y = 3,5 \text{ (onbetrouwbaar)}$$

zie bijlage-2, circeel a

$$R = 22,69$$

$$r = 14,6$$

$$x = 26,6$$

$$y = 17,4 \text{ (Deze waarde aanhouden)}$$

zie bijlage-2, circeel b

Controle: uit schets: $\varphi_{max} = 60^\circ$, redelijke correspondentie met gemeten 70° .

Controle: uit schets: $\varphi_{max} = 14^\circ$, goede correspondentie met gemeten 14° .

Uit dezelfde schets volgt ook:

$$f_1 = 4,16 \text{ MHz bij } \varphi = -50^\circ$$

$$f_2 = 4,35 \text{ MHz bij } \varphi = +37^\circ$$

$$f_1 = 4,00 \text{ MHz bij } \varphi = -56^\circ$$

$$f_2 = 4,44 \text{ MHz bij } \varphi = +12,5^\circ$$

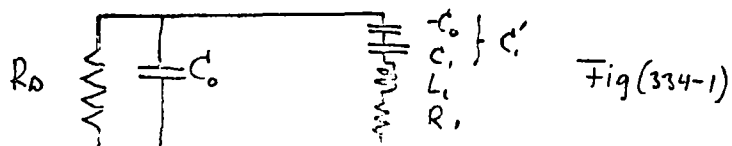
OPMERKING: de plaatjes keramisch materiaal werden tussen twee fosforbronzen veertjes aan de spanning gelegd. Solderen of vastkitten met "leit-silber" geeft een aanzienlijke demping in onbelaste toestand. Bij dompeling in olie verliest deze demping zijn betekenis, zo ook bij contact met menselijk weefsel.

CONCLUSIE: De opgenomen admitantie-diagrammen blijken volgens de verwachting cirkels op te leveren. De mate van overeenstemming is volgens de controle voor de belaste toestand exakt, voor de onbelaste toestand wat minder, hetgeen een gevolg kan zijn van superpositie van ongewenste en ononderdrukte responenties tgv. andere trillings-"modes".

3.3.4. RESULTATEN UIT HET DIAGRAM

Uit het opgenomen admitantie-diagram in onbelaste toestand laten zich belangrijke grootheden berekenen, met behulp van formularium op pag. 42.

Herinneren we ons hiertoe eerst het vervangingschema van het kristal:



Uit het diagram lezen we rechtstreeks af:

$C_0 = 660 \text{ pF}$ Hieruit volgt achtereenvolgens:
 $f_0' = 4,25 \text{ MHz}$
 $f_1' = 4,16 \text{ MHz}$ $Q_m' = 21,2$ $C_1 = 164 \text{ pF}$
 $f_2' = 4,35 \text{ MHz}$ $k' = 0,642$ $C_1' = 215 \text{ pF}$
 $R_1 = 6 \text{ ohm}$ $k = 0,56$ $\omega_0 = 1,16 \omega_0'$

Voor de duidelijkheid wordt hier nogmaals vermeld, dat de groot-heden voorzien van een accent, behoren bij de kring gevormd door de mechanische kringelementen L_1 , C_1 , R_1 , mét de negatieve capa-citeit $-C_0$. De aanwezigheid van deze laatste capaciteit verhoogd de resonantiefrekwentie van de seriekring, met ca 10%, zoals uit de verhouding voor ω_0 en ω_0' blijkt.

Aangezien de bandbreedte van het systeem laag is (nl. ca. 20), en bij belasting deze waarde nog verder daalt, is de kring zó breedbandig, dat een variatie van de resonantiefrekwentie van 10% aan weinig betekenis meer is. Hiermee is dan tevens voldaan aan de belofde, gedaan in hfst. (2.4.4.1) om aan te tonen dat het gerechtvaardigd is om de aanwezigheid van $-C_0$ eenvoudigheidshalve te negeren.

Wegens de uitdrukking $C_1/C_0 = 8/\pi^2 k^2$, is het tevens duidelijk, dat de aanwezigheid van C_0 des te belangrijker wordt, naarmate k^2 meer tot 1 nadert. Hierin ligt de reden dat bij kwarts-kristallen, waar k^2 zeer klein, hier nauwelijks de C_0 van invloed is.

Het rendement van de omzetter.

Deze volgt voor belasting met olie, uit de twee circels, volgens formule (2.4.23-1):

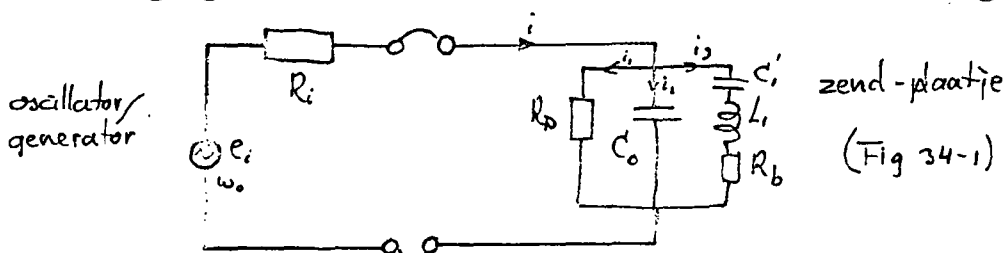
$$\eta = \frac{d_2(d_1 - d_2)}{d_1(a + d_2)} \quad \text{met: } \left. \begin{array}{l} d_1 = 166 \\ d_2 = 45 \\ a = 4 \end{array} \right\} \rightarrow \eta = 67\%$$

3.4. DE ELEKTRISCHE AANPASSING

Bij de aanpassing van het zendend kristal aan de oscillator handelt het zich om maximaal rendement, terwijl de aanpassing van het ontvangend plaatje problemen stelt van maximale vermogens overdracht. Beide vraagstukken worden onder behandeld.

3.4.1. DE ZENDER/

Het vervangingschema van oscillator en kristal is hetvolgende:



De stroom i bestaat uit drie takken:

- de stroom i_1 veroorzaakt verliezen in R_d en R_i waartegen niet valt op te treden, zij zijn onvermijdelijk. Zo niet:
- de stroom i_2 veroorzaakt als blindstroom weliswaar geen verliezen over de condensator C_0 , doch zij stroomt ook over R_i en veroorzaakt daar ohmse verliezen. Nu kan i_2 gemakkelijk uitgeschakeld worden door C_0 met een spoel L_0 in parallel-resonantie te brengen: $i_2 \rightarrow 0$
- de stroom i_3 levert effectief akoustisch vermogen in R_b , en ook verliezen over R_i .

Het is duidelijk dat het in het belang van een grote efficiency van belang is om de verhouding i_3/i_2 te maximaliseren. Dit gebeurt door i_3 te maximaliseren, hetgeen bereikt wordt door de mechanische serie-kring in resonantie te brengen. Dit is de reden waarom men een elektrostriktief-keramiek altijd op de serieresonantie frekwentie laat omzetten.

Voorts is het duidelijk dat door R_i klein te nemen t.o.v. $R_d // R_b$ de verliezen in R_i relatief kleiner worden, zodat het rendement weer stijgt. Dit is een kwestie van generator ontwerp.

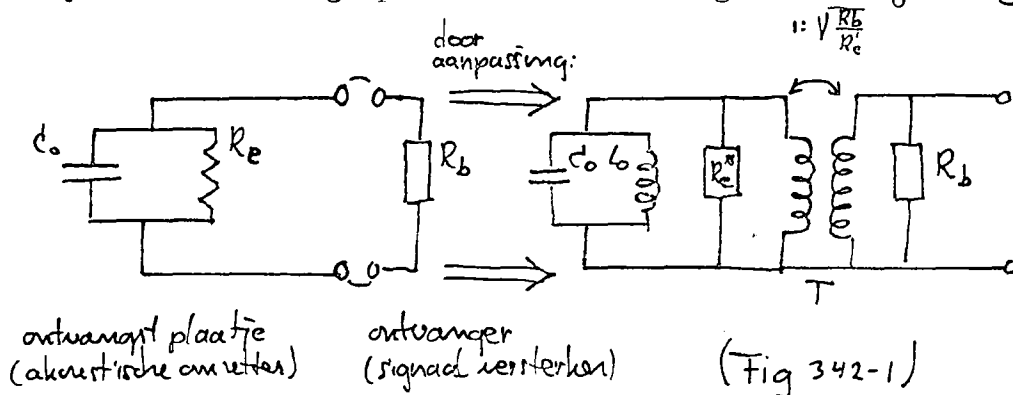
CONCLUSIE: Voor maximale efficiency aan zenderkant:

- breng het kristal in mechanische-resonantie
- "tune" C_0 uit door extra spoeltje L_0
- ontwerp generator met $R_i \ll R_d // R_b$

3.4.2. DE ONTVANGER

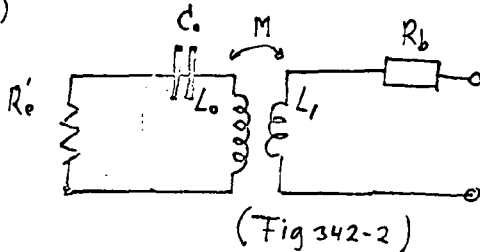
Bij de aanpassing van ontvanger aan kristal gaat het niet om een zo hoog mogelijk rendement, maar om maximaal vermogen uit het trillend kristal te trekken, afgezien van het rendement waarmee dat gepaard gaat. Zoals bekend levert een energie-bron maximaal vermogen indien wordt afgesloten met een uitwendige impedantie $Z_u = Z_i$. Het rendement hierbij is dan 50%.

Omdat in het algemeen zend-en ontvang-plaatjes identiek zijn, en het zendplaatje reeds werd ingesteld op de resonantiefrekwentie, is dit bij het ontvangst plaatje vanzelf eveneens het geval. Dit wil zeggen dat het vervangingsschema voor het ontvangstplaatje een eenvoudige parallel-schakeling is van C_0 en R_e .



Door gebruik van een passende L_0 kan C_0 weer uitgeschakeld worden, en door gebruik van een aanpassingstransformator kan dan verder de ingangsweerstand van de ontvanger aangepast worden aan inwendige weerstand van het plaatje. Zoals bekend moet de wikkelverhouding bedragen: $n = \sqrt{\frac{R_b}{R}}$

Ook kan de spoel L_0 gecombineerd worden met de primaire winding van de transformator T. Een vereenvoudiging is dan mogelijk. (zie ref. 34)



$$\text{met } \omega M = \sqrt{R_b R_e}$$

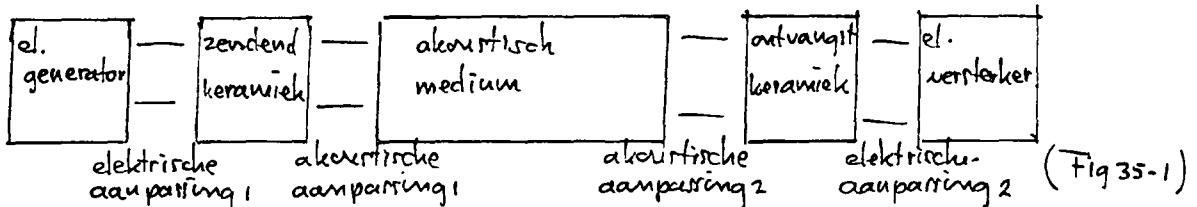
$$L_2 = M^2 / L_0$$

$$L_0 = 1 / \omega_0^2 C$$

$$R_e' = \frac{1}{R_e \omega_0^2 C^2}$$

3.5. DE AKOUSTISCHE AANPASSING

Voor de duidelijkheid is de keten tussen zender en ontvanger hieronder in blokschema's weergegeven, met de verschillende aanpassingstrappen.



Wat betreft de akoestische aanpassing: Hier is steeds een probleem aan de orde van maximale overdracht van elektrische energie in het zendplaatje naar akoestische energie in het medium en van akoestische energie in het ontvangstplaatje naar elektrische energie om de ontvanger mee te sturen.

Door het medium te kiezen met karakteristieke akoestische impedantie $Z_m = Z_0$ ontstaat deze maximale vermogens aanpassing.

Z_0 is de karakteristieke akoestische impedantie van het kristal.

Als medium zal in ons geval het menselijk weefsel fungeren, waarvan de kar. akoust. imp. $\neq Z_0$. Door een zgn. akoestische aanpassingstransformator, laat zich ook deze aanpassing verzorgen.

De aanpassingstransformator.

Uit de literatuur (ref. 44) is bekend dat zo'n transformator bestaat uit een plaatje materiaal, dat voldoet aan de volgende voorwaarden:

- dikte = $n\lambda/4$ met n is oneven, λ = golflengte in dat materiaal.
- $Z_t = \sqrt{Z_0 Z_m}$ met Z_t is karak. akoust. imp. van het aanpassingsplaatje.

Wegens eerstgenoemde voorwaarde noemt men zo'n plaatje ook wel:

KWART LAMBDA TRANSFORMATOR.

Indien geen geschikt materiaal voorhanden mocht zijn met een juiste Z_t , dan kan nog een vrijheidsgraad worden toegevoegd door de aanpassing te laten verzorgen door twee transformator plaatjes, elk $n \frac{1}{4}$ dik, noneven.

$$\text{en } Z_t Z_t = Z_0 Z_m$$

DATA

We stellen nu de kwart- λ trafo samen voor PZT materiaal naar huidweefsel.

Voor PZT-5, "in-line" transducer: $Z_0 = 28 \text{ kg/m}^2\text{sec}$
voor huidweefsel als medium : $Z_m = 1,6 \text{ ""}$
hieruit voor de transformator : $Z_t = 6,5 \text{ ""}$

Stoffen die deze waarde het dichtst benaderen zijn:

ivoor met $Z = 5,57 \text{ kg/m}^2\text{sec}$
bakeliet $Z = 3,63 \text{ ""}$
perspex $Z = 3,2 \text{ ""}$

Bij gebruik van perspex is de misaanpassing $Z/Z = \text{ca } 50\%$
Wellicht is bij gebruik van twee plaatjes een kleinere misaanpassing te krijgen:

aluminium $Z_a = 17,3 \text{ ""}$
perspex $Z_p = 3,2 \text{ ""}$

Nu is $Z_a Z_p = 5,19$ en $Z_0 Z_m = 45,0 \text{ kg/m}^2\text{sec}$

De gemakkelijk te verkrijgen en bewerken stoffen Al en perspex leveren een misaanpassing van 10%.

Over de reflectie tengevolge van deze misaanpassing valt het volgende te zeggen:

Bekend is dat reflectie-coëfficiënt voor akoestische vermogen is:

$$r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{Z_2/Z_1 - 1}{Z_2/Z_1 + 1}$$

In ref (37) is een grafiek te vinden met het verband tussen de misaanpassing Z_2/Z_1 en de vermogensreflectiefactor.

Hieruit is af te lezen (en ook door berekening te vinden) dat bij een misaanpassing van $Z_2/Z_1 = 2$, er 10% reflectie v.h. vermogen
" " " " " " = 1,1 er 1 % reflectie optreedt.

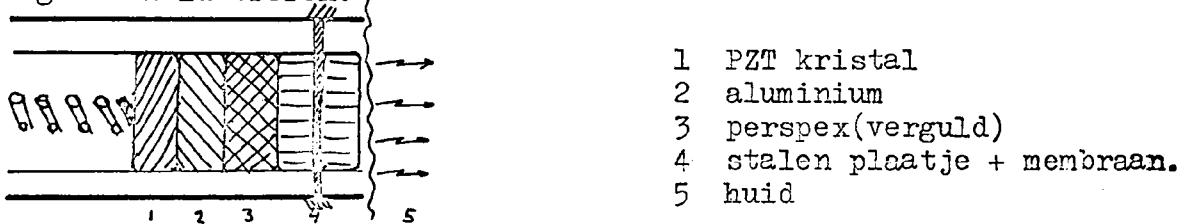
CONCLUSIE: Mis-aanpassingen van het medium wegen niet zwaar ($< 10\%$) indien ze minder dan 100% bedragen.

Nu we het materiaal waaruit de trafo samengesteld wordt hebben uitgekozen, rest ons nog de dikte ervan te vinden. De dikte ervan hangt af van de frekwentie waarop we werken. Voor het opnemertje dat we aan het ontwerpen zijn worden kristallen gebruikt met een mechanische resonantie van 7,50 MHz. Is de voortplantingssnelheid in elk van de aanpassingplaatjes bekend (c) van geluid, dan $\rightarrow \lambda = c/f$. Zo ontstaat volgende tabel:

	c m/sec	Z ₀ kg/m ² sec	λ μm	λ/4 μm	dikte μm.
aluminium	6400	17,3	853	214,25	3 $\frac{1}{4}$ = 643 μ
perspex	2680	3,2	357	89,25	5 $\frac{1}{4}$ = 446 μ
staal	5790	45,7	771	192,75	

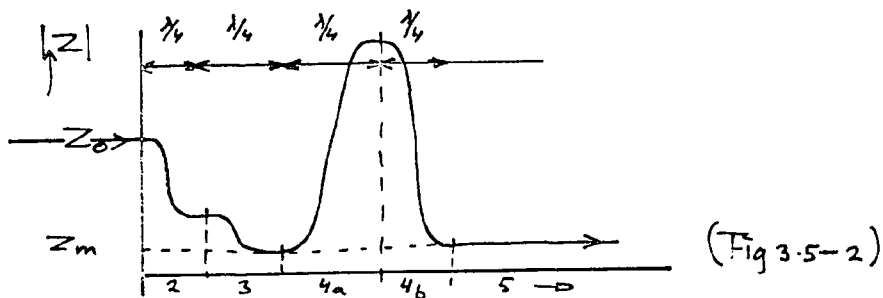
Om te voorkomen dat de plaatjes te dun werden, is voor de dikte van al. en perspex 3x resp. 5x een kwart λ genomen.

De aanwezigheid van een (roestvtij)stalen plaatje is nodig om er een membraan van te maken, waaraan het pakket plaatjes in het busje (houdertje) wordt bevestigd. De volgende schets mag dit illustreren: }



Het stalen plaatje wordt een aantal malen $\frac{\lambda}{2}$ dik gemaakt. Dan heeft het geen invloed in zijn totaal op de impedantie transformaties die er plaats vinden door de overige plaatjes. In het midden van de dikte van dit plaatje wordt bij bewerking een membraan uitgespaard, zodat verliesvrije ophanging (zonder te hoge friktie) mogelijk wordt. De materiaal keuze van dit bevestigings schotje viel op staal, omdat door de hoge akoustische impedantie ervan, er in het midden, dus ter hoogte van de plaats van het membraan, een hoge, opgetransformeerde impedantie ontstaat. Deze hoge impedantie brengt een lage deeltjes snelheid met zich mee, hetgeen gunstig is omdat dan ook de uitwijking van het membraan evenveel kleiner wordt. ⁴odoende blijft ook de bevestiging zo verliesvrij mogelijk.

Het impedantie verloop door al de plaatjes, zoals hieronder geschetst, mag dit alles verduidelijken.



Het perspex plaatje werd verguld om een elektrische geleidende verbinding van voorkant van het kristal naar huisje(aarde) te maken, waardoor tevens een symmetrische aarding ontstond. Door een drukveer worden de plaatjes tegen elkaar gehouden. Elektrisch geleidend vet tussen de plaatjes zorgt voor goed akoustisch contact, terwijl de elektrische geleiding er niet door wordt bedorven.

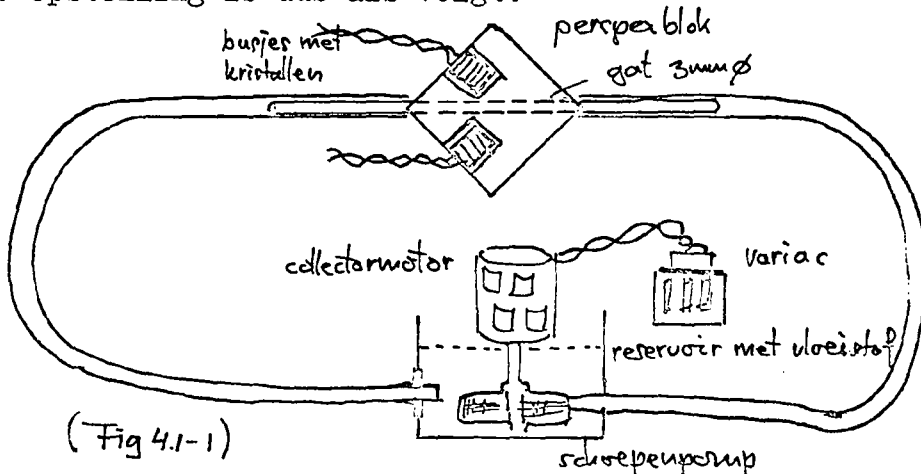
4. DOPPLER-FLOW-METINGEN

De uitgevoerde experimenten zijn in twee groepen onderverdeeld. De eerste groep bevat de flow-metingen aan een model van perspex. De resultaten ervan leiden naar de tweede groep, waar werkelijke bloedstromings-metingen worden verricht, op enkele plaatsen van het menselijk lichaam.

4.1. METINGEN MET HET MODEL

In dit model wordt
weefsel gerepresenteerd door een blok perspex (ca 10x10x2cm;
een ader " door een gat in dit blok ($\varnothing = 3\text{mm}$)
bloedvloeistof" door water
bloedlichaampjes door zanddeeltjes.

Een schoepenpomp, aangedreven door een stuurbare collectormotor, doet de vloeistof via slangen door de "ader" stromen. In het perspex zijn openingen uitgespaard om plaats te bieden aan de zend- en ontvangkeramieken. De opstelling is dus als volgt:



4.1.1. Kenmerken van dit model:

- De aderwand ontbreekt, zodat geen reflectie hier tegen plaats vindt.
- Van een elastisch gedrag van de aderwand, met de daarbij optredende effecten (zie hoofdstuk 1) is hier dan ook geen sprake.
- De hoek waaronder beide kristallen geplaatst zijn t.o.v. "huid" en "ader" is voor een realistische situatie op het lichaam een onmogelijke.
- De bloedvloeistof wordt er voorgesteld door water. Door middel van C.M.C., een poeder-achtige substantie, kan de viscositeit ervan worden verhoogd tot dat van bloed.
- Het fijne stuifzand dat gebruikt wordt om de bloedlichaampjes te vervangen wijkt op de volgende punten af:
 - zand bezit korrel(bol)structuur ipv. platte ovaaltjes
 - de diameter van het zand is 10-100 μm , dus gemiddeld groter in volume dan de rode bloedlichaampjes. (ca $7\mu\text{m}$)
 - de spreiding ervan is groter in het volume
 - het soortelijk gewicht is groter.

-In eerste instantie is slechts continue stroming mogelijk. Gedefinieerde pulserende stroming, en zeker een terugstromingsverschijnsel zoals zich dat voordoet in de bloedsomloop, is minder eenvoudig te realiseren.

Genoemde punten waarop de analogie tussen model en werkelijkheid meer of minder verstek laat gaan, beletten toch niet om tot waardevolle resultaten te komen, die ook voor bloedstromingsmetingen van nut zijn.

4.1.2. Een ijkgrafiek

Met de geschetste opstelling, en met toevoeging van geschikte ontvang-apparatuur, laat zich het karakteristieke Doppler-spectrum hoorbaar en zichtbaar maken. De toonhoogte die aan dit "geruis" toegekend kan worden, wijzigt zich met variërende vloeistof-snelheid. Door deze toonhoogte op een of andere manier meetbaar te maken, ontstaat een verband tussen deze toonhoogte-aanwijzing en de vloeistofsnelheid. We wensen nu graag dit verband te kennen, en zullen dit in het volgende onderzoeken.

Uit deze opdracht volgen twee belangrijke vragen:

a) Hoe meten we de toonhoogte van het geruis?

Zoals in hfst. 1 reeds behandeld werd, is de hoogst aanwezige frekwentie in dit geruis karakteristiek. Wordt dit spectrum aan een zgn. nulpunten-teller toegevoerd, dan reageert deze teller op de hoogste frekwentie in het spectrum aanwezig, en levert een hiermee evenredige gelijkspanning af.

b) Hoe meten we de snelheid van de vloeistof?

Dit doen we met maatbeker en stopwatch. Is de stroming constant, en meten we een tijd Δt voor een verplaatst volume-vloeistof I , dan is de volume-snelheid: $I/\Delta t$ (m^3/sec)

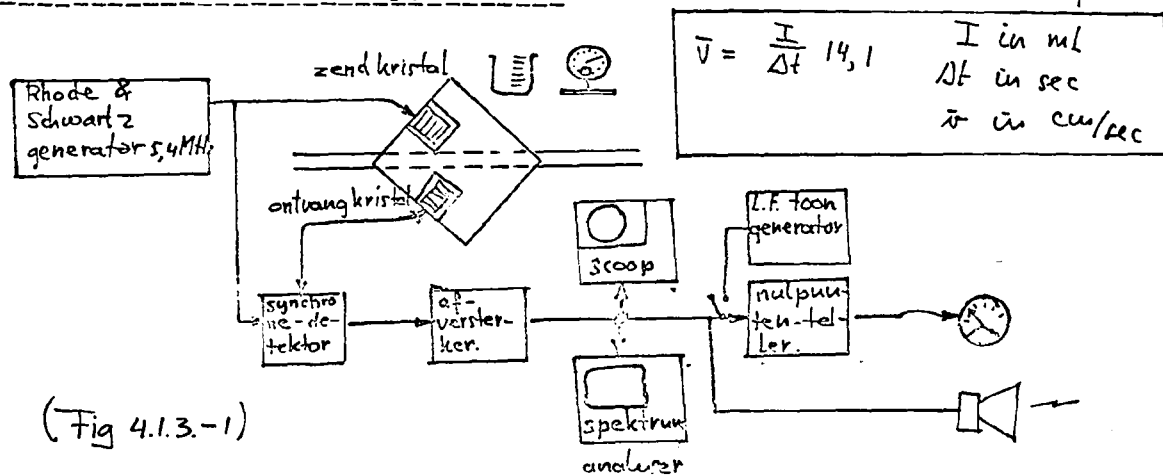
Is daarenboven de aderdiameter gegeven, dan volgt ook de vloeistof-snelheid door deze ader uit: $\bar{v} = 4I/\Delta t \cdot \pi d^2$ $d =$ aderdiameter.

4.1.3. Overzicht van de meetapparatuur:

voor $d = 3 \text{ mm}$ wordt de formule:

$$\bar{v} = \frac{I}{\Delta t} \cdot 14,1$$

I in ml
 Δt in sec
 \bar{v} in cm/sec



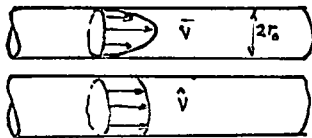
4.14. Meetprocedé:

Met de variac wordt de vloeistof een bepaalde snelheid gegeven. De flow-meter slaat uit, en de aanwijzing ervan genoteerd. Tijd Δt en volume I worden afgedrukt en afgelezen. De snelheid wordt dan hieruit berekend.

Is een meting bij één snelheid voltooid, dan wordt met een L.F.-toongenerator een signaal aan de mulpunten-teller toegevoerd met een frekwentie die de flow-meter tot dezelfde waarde doet uitslaan. Deze frekwentie stemt dan overeen met de hoogste frekwentie die in het spectrum van de Doppler-frekwenties aanwezig was. Deze frekwentie wordt genoteerd, en als x-coördinaat uitgezet in de ijkgrafiek. De y-coördinaat is de snelheid \bar{v} .

Men bedenke wel dat de aldus berekende snelheid betreft de gemiddelde snelheid waarmee de vloeistof door de ader stroomt. (\bar{v}). De mulpuntenteller echter reageert op de hoogste frekwentie, dus op de hoogst aanwezige snelheid in de snelheidsverdeling in de ader. (\hat{v}).

Er bestaat bij parabolische snelheidsverdeling een verband tussen \hat{v} en \bar{v} dat zich eenvoudig laat vinden uit volgende beschouwing.



verplaatsing van de paraboloid =
verplaatsing van de cylinder. Of:
 $\frac{1}{2} \pi r_0^2 \hat{v} = \pi r_0^2 \bar{v} \quad \longrightarrow \quad \hat{v} = 2 \bar{v}$

Het theoretisch te verwachten verband tussen f en \bar{v} is nu aldus:

$$\Delta f = \frac{\hat{v}}{c} \cos\left(\frac{\rho}{2}\right) f_0$$

$$\text{met } \hat{v} = 2 \bar{v}$$

$$c = 1500 \text{ m/sec}$$

$$\cos \rho/2 = \cos \pi = -1$$

$$f_0 = 5,4 \cdot 10^6, \quad \text{levert dit:}$$

$$|\Delta f| = 2950 \bar{v} \quad \text{zie rechte no 1 in bijlage no 3.}$$

Met behulp van een textronix-spectrum-analyser is het mogelijk bij elke snelheid van de vloeistof het Doppler-spectrum te registreren. Spectra bij enkele snelheden zijn gefotografeerd en in dit verslag opgenomen. Zie bijlage no 4.

4.1.5. Waarnemingen

I) vloeistof: water + stuifzand. Zendfrequentie: 5,4 MHz.

Meteruitslag	frek.toongen.	t	I	v
schaaldelen	Hz.	sec	ml.	cm/sec
100	2300	67,4	377	79,0
90	1720	82,9	318	54,2
80	1390	127,2	351	39,0
70	1150	131,0	357	38,4
60	940	198,3	352	25,0
50	760	259,9	377	20,4
40	588	240,0	294	17,3
30	440	240,0	239	14,1
20	300	240,0	167	8,5
10	190	240,0	135	7,9

Zie bylage no 3 lijn 2. Over de aanwezige spreiding in de meetpunten valt het volgende op te merken:

Bij hogere snelheden worden de meettijden korter. De begin en eind onnauwkeurigheden, van elke meting, gaan daardoor relatief meer gewicht in de schaal leggen.

Verder moet opgemerkt worden dat speciaal bij lagere snelheden de con stantheid van de pomp moeilijkheden veroorzaakte. De aandrijfmotor loopt bij lage toeren onregelmatig, en voortdurend bijregelen was nodig. Ook aan deze handicap moet een gedeelte van de spreiding worden toegeschreven.

II) vloeistof: water + zand. Zendfrequentie: idem.

Meteruitslag	frekw.toongen.	t	I	v
schaaldelen	Hz	sec	ml	cm/sec
100	4000	28,5	365	181
90	3570	33,7	354	148
80	3200	42,5	387	134
70	2800	60,0	390	92,0
60	2400	72,9	386	74,8
50	2000	94,2	382	57,0
40	1580	112,8	377	47,2
30	1160	175,3	380	30,6
20	760	299,6	383	18,0
10	420	240,1	207	12,1
76	3000	57,9	388	95,0
80	2200	43,3	392	128
80	3200	49,9	382	108
100	4000	34,5	303	124

Zie bylage no 3 , lijn 3. Bij deze serie-metingen werd gewerkt bij hogere snelheden.

Op te merken valt dat bij snelheden groter dan 80 á 90 cm/sec de aanvankelijk rechte grafiek met een knik stijgt. (3a)

Als hypothese voor dit verschijnsel zou kunnen worden aangevoerd dat de zware zand-deeltjes bij de hogere snelheden de vloeistof niet meer kunnen bijhouden en achter raken. De Doppler-frekventie, waarvoor deze deeltjes verantwoordelijk zijn, wordt dan dus minder dan men bij een bepaalde snelheid zou verwachten.

Ter controle van dit verschijnsel zijn bij hogere snelheden nog eens twee metingen herhaald, bij 95 en 128 cm/sec. De resultaten tonen eveneens punten die op de steilere helling na de knik liggen, zij bevestigen de eerdere waarnemingen.

Om de gestelde hypothese te toetsen werd lichte oploskoffie aan het water toegevoegd in plaats van het zware zand. Twee metingen werden uitgevoerd, bij de hogere snelheden van 108 en 124 cm/sec. In dit geval blijkt nu dat de punten zowel bij lage als bij hoge snelheden op een rechte liggen. Hiermee is een sterk argument aangevoerd om genoemde hypothese te aanvaarden.

Overigens zal beschreven afwijking bij bloedmetingen niet voorkomen: - de maximale snelheid is hier ca 80 cm/sec en
- de rode bloedlichaampjes hebben een soortelijk gewicht dat slechts 10% van dat van bloed verschilt.

III) vloeistof: water + zand + C.M.C.

meteruitslag schaaldelen	t sec	I ml	v cm/sec	frekw.toongen. Hz
100	43,1	370	121	3920
90	45,6	351	108	3520
80	51,5	338	92,5	3150
70	61,7	348	79,5	2750
60	81,8	372	64,1	2350
50	102,5	370	51,0	1950
40	141,8	365	36,3	1550
30	206,3	370	25,3	1150
20	238,9	278	16,4	750
10	241,0	174	10,2	420
5	240,0	125	73,2	247

Het C.M.C. dat hier in het water werd toegevoegd, verhoogd de viscositeit ervan. Hierdoor wordt bereikt dat de zand-deeltjes beter zullen worden meegetrokken door de vloeistof. Bovendien kan de motor nu bij een bepaalde waterverplaatsing meer toeren draaien, waardoor hij constanter loopt.

De resultaten staan in bijlage no 3, lijn 4.

Inderdaad blijkt hieruit dat een beter lineair verband gehandhaafd blijft.

4.1.6. CONCLUSIE: Afgezien van nevenverschijnselen bij hogere snelheden is het verband tussen de "Doppler-

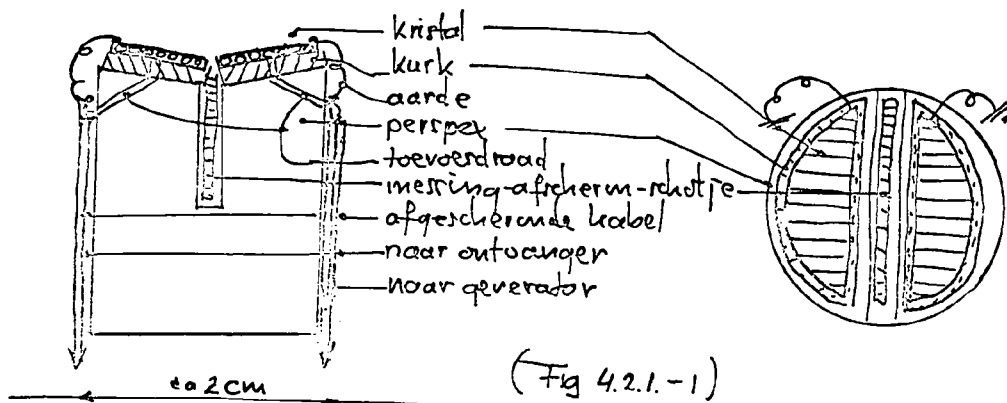
frekwentie" en gemiddelde snelheid lineair. De afwijkingen tussen de gemeten rechten en de theoretisch berekende, laten een verschil van ca 10% zien. Over mogelijke oorzaken hiervan kan aanvoeren dat er onzekerheid blijft bestaan over de juiste hoekpositie van de kristallen, die immers moeilijk meetbaar zijn. Ook zijn de zend- en ontvang bronnen geen "puntlichamen", maar twee-dimensionale lichamen, namelijk plaatjes van 6x6 mm. Ook hierdoor liggen de hoeken niet éénduidig vast, en zijn frekwentie afwijkingen mogelijk.

Als voornaamste conclusie geldt dat voor de volgende bloedstromingsmetingen gebruik wordt gemaakt van een tenminste lineaire omzetting van Doppler-frekwentie naar spanning, en dat eventueel, voor kwantitatieve doeleinden, een ijking mogelijk is.

4.2. METINGEN VAN DE BLOEDSTROMINGEN

4.2.1. Het opnemertje

Het best bleek te voldoen een eenvoudig vervaardigde houder. De constructie is als volgt:

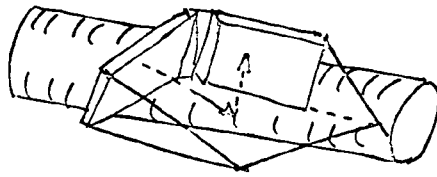


De twee halfronde kristallen zijn op een kurken onderlaag gelijmd. De top van de perspex-houder is onder een hoek afgezaagd. Hierdoor maken ook de kristallen een hoek met elkaar. Toevoerdraadjes zijn met soldeer van laag smeltpunt (100°) bevestigd. Een messing-tussenschotje voorkomt elektro-magnetische koppeling tussen beide kristallen.

De bovenzijde van elk kristal, waarmee dus de huid bestraald wordt, is aan aarde gelegd. Kaloderma, een huidverzorgende crème van de drogist, verzorgt de akoestische koppeling tussen kristal en huid.

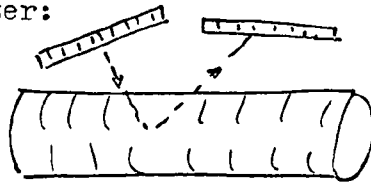
4.2.2. Plaatsing op de huid

Beste resultaten geeft de volgende situatie:



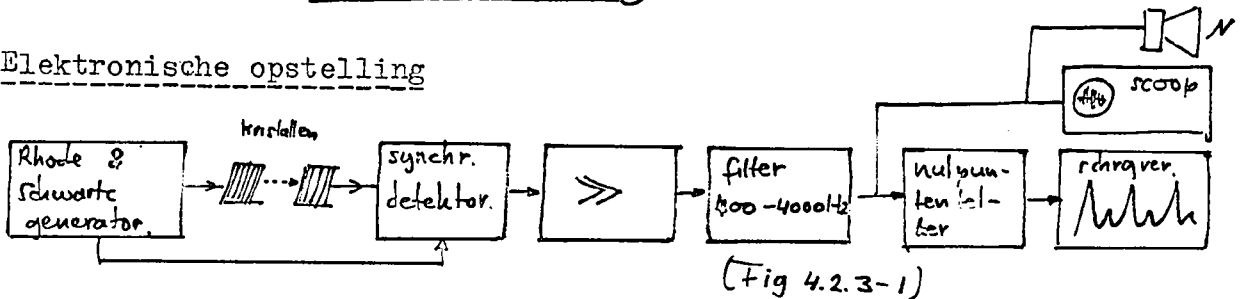
(Fig. 4.2.2.-1)

De volgende plaatsing van de kristallen t.o.v. de ader is ook mogelijk, doch geeft, wegens de kleinere effectieve hoek, lagere Doppler-frekwenties. Hierdoor is de dynamiek van de meting slechter:



(Fig. 4.2.2.-2)

4.2.3. Elektronische opstelling



(Fig 4.2.3-1)

De generator wordt ingesteld op een frekwentie waar een resonantie dip op de scoop te zien is. Met deze scoop wordt voortdurend de grootte van de toegevoerde spanning gecontroleerd.

Het filter is nodig om de laagste frekwenties in het Doppler-spectrum af te snijden. Zonder dit filter zou de nulpunten teller t.g.v. de grote amplituden bij deze lage frekwenties overstuurd worden, en op deze lage frekwenties reageren i.p.v. de hoogste frekwentie. Boven 4000 Hz wordt eveneens afgesneden, om ongewenste ruis en storingen te onderdrukken.

De schrijver tenslotte heeft de taak om de variërende output van de nulpunten teller t.g.v. bloedpulsaties te registreren. Aangezien in deze huidige opstelling geen richtingsdetektor is opgenomen, zal de schrijver, onafhankelijk van de richting van de stroming steeds dezelfde uitslag-richting geven, óók bij terugstroming van het bloed.

De synchrone detektor, die het hoogfrequentie signaal demoduleert, en het Doppler-spectrum aflevert, is ontworpen door de Hr. Govaert, afstudeerder bij de groep Elektronica. Verwezen wordt hiervoor, en voor andere detektie methoden en schakelingen, naar zijn Verslag.

4.2.4. Toelaatbare voedingsspanning

Deze berekenen we uit de toegestane elektrische vermogen. Dit bedraagt, bij een rendement van 70% van de omzetter, een tweé-zijdige uitstraling van het kristal, en een toe-

gestaan akoustisch vermogen van 200mW/cm²; en een kristal oppervlakte van 0,5 cm²:

$$10/7 \times 2 \times 0,2 \times 0,5 = \text{ca } 300\text{mW.}$$

Deze elektrische energie is zeker laag genoeg om 100mW akoustische output te veroorzaken, en zal waarschijnlijk nog minder output geven doordat nog allerlei reflekties plaatsvinden, voordat de straling het bloed treft.

Om nu de voedingsspanning te berekenen moet eerst de inwendige weerstand van het kristal bekend zijn. Deze zijn gemeten en hieronder getabelleerd.

PZT 4,5MHz		PZT 8 MHz	
R _{min}	R _{max}	R _{min}	R _{max}
40	100	10	40

De minimale waarde van de inwendigenwerstand behoort bij de serie-resonantie frekwentie, de maximale waarde bij de parallel resonantie .

De spanning over het kristal volgt dan uit: $V = \sqrt{WR}$ met $W=0,3$

PZT 4,5MHz	R	V _{eff.}	V _{top-top}	R	V _{eff.}	V _{top-top}	PZT 8MHz
f _{serie}	40	3,5	9,5	10	1,7	4,7	
f _{par all.}	100	5,5	15	40	3,5	9,5	

Let wel dat bij controle op de scoop de top-top waarde wordt afgelezen.

4.2.5. METINGEN.

Op een bijlage⁵⁺⁶ zijn registraties gevoegd van bloedstroom-variatiës, opgenomen aan de pols, elleboog, enkel en hals. Om venen die in de nabijheid van slagaders liggen te vermijden, is het nodig, dat met de stand van de opnemers wordt gemanoeuvreed. Niet altijd gelukt het om deze veneuze componenten, die een gelijkspanningsbijdrage leveren, te vermijden.

Gewerkt werd met kristallen van 8 Mhz.

Wegens de moeilijke hoekmeting gedurende de meting is een juiste ijking nog niet mogelijk. Slechts een groffe schatting van de hoek levert globale waarden van de snelheid.

Stel dat de hoek gelijk is aan 90° (γ).

Dan is door berekening te verkrijgen dat $v=20 \Delta f$, met Δf in kHz.

Dit wil zeggen dat bij metingen aan de elleboog, waar de maximale amplitude ca 2,5kHz bedraagt, de maximale snelheid ca 50 cm/sec bedraagt.

4.2.6. Conclusie Bij een niet -diepgaand onderzoek zijn reeds vier plaatsen gevonden waar zich Doppler-signalen laten afnemen. Dit aantal zal bij voortgezette experimenten zeker stijgen. Het verdient aanbeveling om de opnemer in een houder-tje te fixeren, teneinde de diverse hoeken constant te houden en een ijking mogelijk te maken. Voor verdere ideeën zie volgend hoofdstuk.

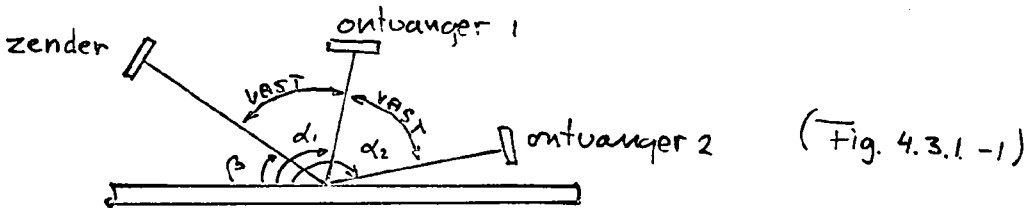
4.3. STAND VAN ZAKEN EN SUGGESTIES VOOR DE TOEKOMST

Zoals in hoofdstuk 1 reeds in beschrijving werd voorspeld uit eerder geplubliceerde artikelen over de Doppler-flow-meting, hebben de beperkingen die inherent zijn aan de eenvoudige uitvoering van de meter, zich ook aan ons voorgedaan. Voor een beschrijving van deze beperkingen (snelheids ipv. flowmeting-ontbreken richtingsinformatie-onderste meetdrempel-) wordt dan ook naar dit hoofdstuk verwezen met name hfst.1.5.3.

Suggesties om deze beperkingen te doorbreken werden eveneens gegeven, in hfst. 1.5.4. Voor een groot deel komen deze neer op een verfijning van de elektronische uitrustingen. Nog enkele andere moeilijkheden en onzekerheden doen zich voor, waarop nu ingegaan zal worden.

4.3.1. Absolute calibratie

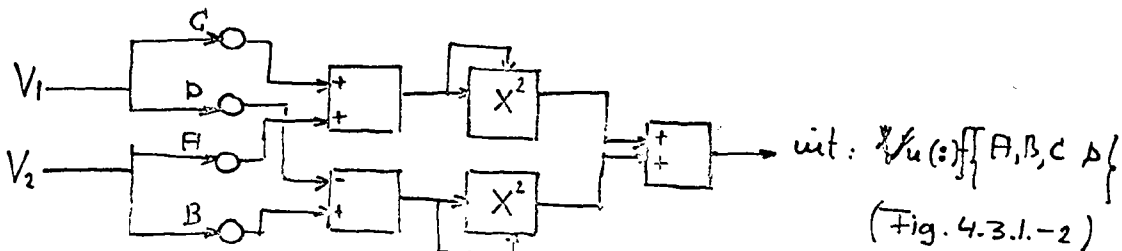
Wel is het in principe mogelijk om door een schatting van de significante hoeken tot een uitspraak over de absolute snelheid te komen, doch wegens de onbekendheid met de hartlijn en, daarboven, de onzekerheid in de stand van de opnemer, blijft deze benadering echter grof. Door nu met twee ontvang kristallen en twee ontvangers te werken, kan echter met een "ingebouwde calibratie" worden gemeten.



$$V_1 \hat{=} \cos \beta + \cos \alpha_1 = \cos \beta + \cos(\alpha_1 - \beta) \cos \beta - \sin(\alpha_1 - \beta) \sin \beta = A \cos \beta + B \sin \beta$$

$$V_2 \hat{=} \cos \beta + \cos \alpha_2 = \cos \beta + \cos(\alpha_2 - \beta) \cos \beta - \sin(\alpha_2 - \beta) \sin \beta = C \cos \beta + B \sin \beta$$

De constanten ABCD, zijn niet afhankelijk van de enige variabele in het systeem, doch slechts functies van de vaste hoeken $(\alpha_1 - \beta)$ en $(\alpha_2 - \beta)$. Door de signalen V_1 en V_2 nu de volgende bewerkingen te laten uitvoeren, blijkt, bij doorrekening, dat aan het eind van onderstaand rekenschema, de uitgang een spanning te geven waarin de variabele β niet meer voorkomt: hij is geëlimineerd, dank zij de extra informatiebron in de vorm van de tweede ontvanger.



Voordeel: automatische calibratie.

Nadeel: dubbeling ontvangers-omvangrijke hoeveelheid rekenversterkers.

4.3.2 Stationaire en dynamische ijking.

Tot nu toe is slechts een lineair verband geconstateerd gemeten aan water + zand. Bij bloed is dit nog niet gebeurt. Ofschoon er geen noodzakelijke redenen gevonden kunnen worden, waarom er een afwijking op zou treden van het lineaire verband, zal toch de ijkcurve, voor bloed herhaald moeten worden. Om zoiets meermalen eenvoudig te kunnen doen, en met voldoende natuurgetrouwheid zoals het zich afspeelt in het menselijk organisme, zou een BLOEDBAAN opgesteld behoren te worden. Dus een circulatie systeem, waar op een bepaalde plaats een echte ader afkomstig uit het abdoittoir, (evenals het bloed-) ingezet kan worden. Té meer is zo'n opstelling van belang voor het volgende probleem.

Zoals bekend is bij stationaire stroming (en met water + zand) een lineaire ijkgrafiek gevonden. Het is mogelijk dat bij een pulserende stroming dit lineaire verband verlaten wordt. Dit hangt af van de verdeling van de erythrocyten in het bloed. Hierdoor wordt immers het Doppler-spektrum voor een groot gedeelte bepaald. Vinden er nu overgangsverschuivingen plaats bij de pulsaties in de concentratie van de erythrocyten gedurende de pulsaties, dan ontstaat er een afwijking ten opzichte van de ijkgrafiek in stationaire toestand. Immers bij deze toestand is een eventueel optredende overgangsverschuiving in de concentratie reeds lang uitgedempd als gemeten wordt.

4.3.3 Eenvoud kenmerk van het ware?

Het eigenaardige karakter van de Doppler-flow meter komt steeds naar voren: in de eenvoudigste vorm is het een summum van eenvoud, wil men er echter méér mee doen (richtingsinformatie-eliminatie van meetdrempel-stationaire en dynamische ijking,) dan moeten de inspanningen om dit alles te bereiken zeer sterk verhoogd worden. Hetgeen uiteraard niet wil zeggen dat de genomen moeite onevenredig zou zijn en niet zou opwegen tegen de kosten. Dit blijft ter beoordeling van de gebruiker, de arts.

Hiermee is dan tevens gesteld, dat allereerst de arts zal moeten uitmaken of het instrument waardevol is, en nog van groter belang, of de perspectieven in de toekomst van eventuele verdere perfectie zó gunstig zijn, dat de uitvoering er van ter hand moet worden genomen.

4.3.4 Statistisch onderzoek

Om de arts in zijn rapportering over het instrument te steunen, zouden ook op de Groep zelf metingen moeten worden verricht aan een groot aantal proefpersonen. Nagegaan zou moeten worden, welke aderen van welk percentage pp. voor de Doppler-meting toegankelijk zijn, wat de bereikbare diepte is waarop nog gemeten kan worden, en welke a-symmetrieën er bij symmetrisch liggende aderen voorkomen.

Blijken de resultaten van dit onderzoek zodanig te zijn, dat de arts verwacht dat bij een redelijk groot percentage diagnose, significante grootheden, op interessante plaatsen, zijn te achterhalen,

dan kan een verdere ontwikkeling met des te meer innerlijke overtuiging en noodzaak, voltrokken worden.

4.3.5. Periodieke bewegingen

Uitzettende lichamen zoals de hartwand, aortawand, longen, borstkas, slokdarm en overigens alle lichamen welke zich uitzetten laten hun bewegingssnelheid door het Doppler-effekt meten. Dit onderwerp is er een dat zich met weinig moeite laat aanpakken: de te verwachten grote signaalsterkten van terug-gereflekteerd geluid op deze grote en akoustisch harde wanden maakt dit soort metingen eenvoudiger dan de bloedstromingsmeting zelf.

4.3.6 Enkele praktische wenken

De grootte van de kristallen laat zich, zonder verlies aan gevoeligheid waarschijnlijk, reduceren mét winst aan verhoogde direktiviteit. Een opnemertje dat als een horloge aan een bandje om de arm of been van de patient ligt is wenselijk en uitvoerbaar. Gebruik van hogere frekwenties geeft dynamiek verhoging in het meetbereik (indien nodig). Ook zijn dan positioneringen van houdertjes mogelijk, die geringe, doch goed meetbare hoeken en/of stabiele hoeken opleveren. Ondanks de lagere Dopplers frekwenties die deze standen afgeven, zou dan toch een redelijke verhoging tot stand kunnen komen. Bekeken moet echter worden of de absorbtie in de huid niet tot onredelijk signaal-verlies aanleiding geeft.

4.3.7. Meerdere opnemertjes.

Reeds in het begin van dit hoofdstukje kwam aan de orde hoe bij gebruik van meer dan één ontvangertje er een uitbreiding mogelijk was (calibratie) In het algemeen moet er de aandacht op worden gevestigd dat herhaling van deze "truc" ook op andere gebieden, om andere effecten te elimineren of voordeel te behalen, altijd toepasbaar is. Zoals bv. door meerder zendertjes via diverse plaatsen hun bundel in één punt te laten concentreren, waardoor eventuele absorbtie-verliezen weer teniet kunnen worden gedaan. Ook het toepassen van de schakelaar uithfst. 1.5.4.3. waardoor als het ware twee zender s en ontvangers ontstaan, is zo'n voorbeeld. Dit punt verdient zeker voortdurende aandacht.

4.3.8. Tenslotte: een waarschuwing!

Omdat gegevens over maximaal toelaatbare akoustisch vermogen in bloed niet volledig zijn, noch wat betreft hun uitwerkingen op kortere of langere termijn, verdient het aanbeveling dit vermogen regelmatig te schaduwen. Metingen van de elektrische weerstand van een kristal is met de beschreven methode uit hfst. 3.3. met behulp van de vektor-voltmeter binnen enkele minuten uit te voeren. Een eenvoudig adaptertje is hiervoor gemaakt. Het elektrische vermogen dat het kristal dan opneemt is eenvoudig uit de spanning te berekenen die er over het kristal staat.

LITERATUURLIJST

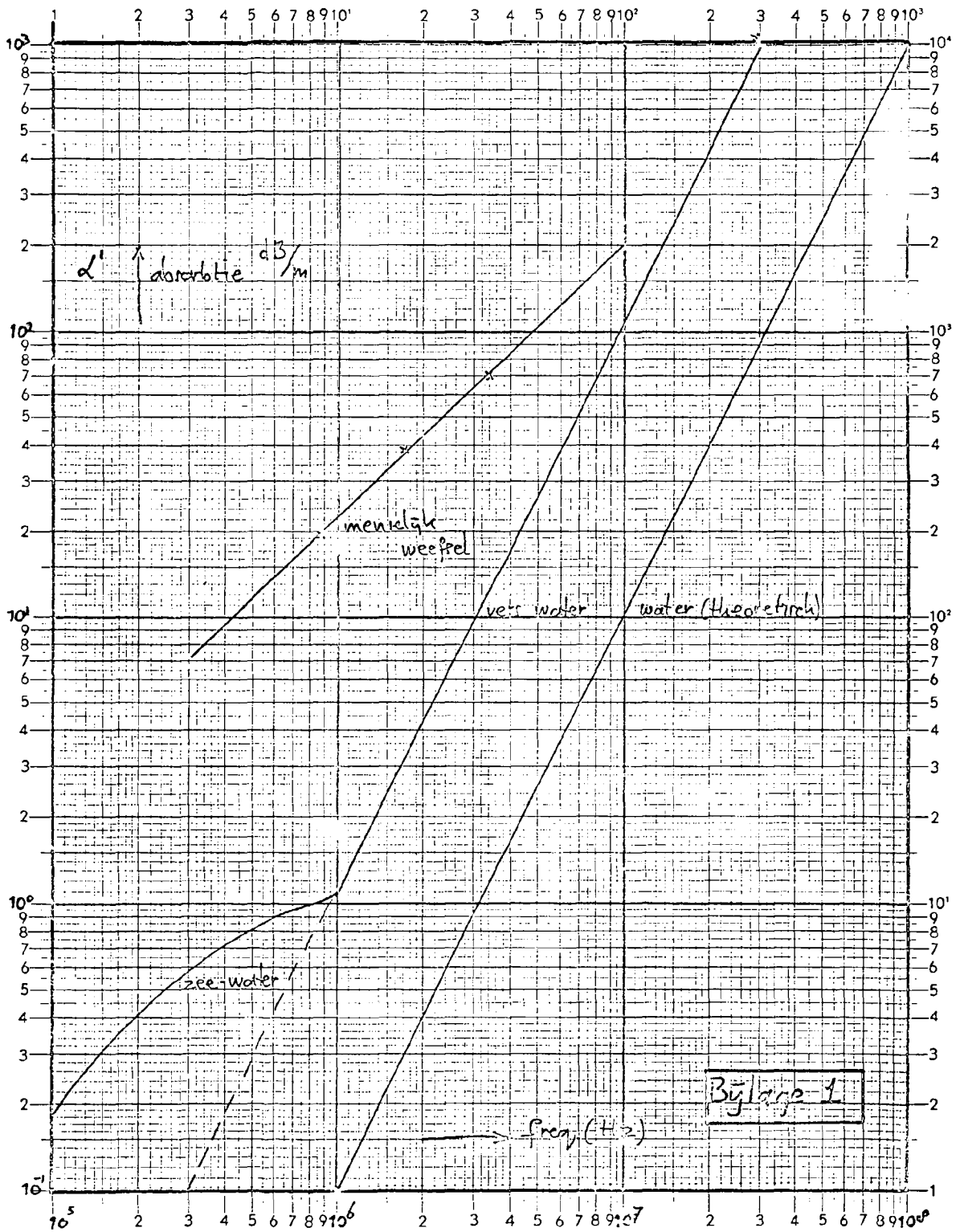
1. L.de Pater : An electrical ana logue of the human circulatory system. 1966 Rotterdam EB6613
2. L.A.Ellenkamp : Model van en metingen aan de bloedsomloop van een been. Afstudeerverslag E-bibl.
3. E.O.Attinger : Pulsatile Blood Flow 1964, Mc Graw Hill. CH6453
4. Biomedical Fluid mechanics Symposium CH6624
5. Blood Flowmeters Symposium I.R.E. Trans. Med. El. 6. 1959 E-bibl
6. Digest of the 6-th International Conferense on Med. and Biomed. Engineering. Tokio 1967
7. Digest of the 7-th Internat. Conf. on Med and Biomed Engineering. Stockholm 1967 PM6712
8. Alt. F. et. al.: Advances in Bioengineering and Instrumentation I, New York 1966 EC 6623
9. R.F. Rushmer et.al.: Transcutaneous Dopplerflow detection as a nondestructieve technique. J.Appl.Physiol. 21(2)1966 IPO-bibl
M&R-bibl
- 10 P. Franchi : Ultrasonic measurement of level and flow Ultrasonics, 1966, p.171 N-bibl
M&R-bibl
- 11 J.R, Frederick : Ultra-sonic Engineering 1965, New York DD6503
- 12 D.L. Franklin et. al. :Pulsed Ultrasonic Transit time. Flowmeter. IRE Trans. Bio. Med. El january 1962 p.44 E-bibl
- 13 W.C. Zarnstorff : A Phase-shift Ultrasonic Flowmeter IRE Trans. on Bio)-Med. EL. 1962 p.199 E-bibl
- 14 Medical Electronics, Proceedings of the 5-th Int. Conf. on Medical Electronics Liège, July, 1963 E06426
- 15 M.H.Wintrobe.: Clinical Hematology Philadelphia 1967 bibl. v.h.
binnenziek.h.
- 16 L. Bennet et. al. Velocity Profile Determination for Flowing blood. Review of Scientific Instruments. 36 1965 p. 625 C-bibl
- 17 Ségre en Silverberg : Radial partical displacement in Poisseule flow of suspences. Nature 189, p. 209-210 C-bibl
- 18 M.A.Deakin : Erythrocyte distribution in arterial blood. The bulletin of Math. Biophysics 29 1967 p.549ev, p564ev, p649ev, IPO-bibl

19. Richardson E.G. : Ultrasonic Physics,
Amsterdam 1962 p.57 DD6201
20. L.Bergman : Der Ultraschall
21. Stegall H.F. : A transcutaneous ultrasonic blood-
velocity meter IPO-bibl
J.Appl. Physiol. 21(2): 707-711. 1966 M&R-bibl
22. D.E.Stranders et.al.: Applications of a transcutaneous
Dopplerflowmeter in evaluation of Bibl v.h.
occlusive arterial disease. binnenziek.h.
Surgery, Gynecology and Obstetrics M&R-bibl
1966 p. 1039 ev.
23. Rasmussen R.F. et.al. : Clinical Applications of a bibl v.h.
transcutaneous Ultrasonic Flow Detector binnenziek.h.
J. MA jan 30, 1967, Vol 199 no5 p.32 ev M R-bibl
24. Bishop E.H. : Obstetric uses of the ultrasonic bibl v.h.
motion sensor. binnenziek.h.
Am.J.Obst.& Gyn. Nov. 15. 1966 p.86ev. M&R-bibl
25. Miyaraki, Kato: Measurements of cerebral Blood
Flow by ultrasonic Doppler-technique
Japanese Circulation Journal vol 20 febr M&R-bibl
26. Z.Kaneko et.al.: Analysis Blood Flow with a ultrasonic⁶⁵
sonograph. Ultrasonics Jan. 66 p.22-23 N-bibl
27. Y.Yoshitoski et.al. : Doppler measurements of mitral
valve and ventricle wall velocity.
Ultrasonics Jan 66 p.27-28 N-bibl
28. I.Donald : Sonar examination of the abdomen.
Ultrasonics July 66 p. 27-28 N-bibl
29. Pourcelot L. et.al. : Débitmètre sanguin à effet
Doppler. Electronique médicale,
no35, 1966, p.13 ev. M&R-bibl
30. : Doppler-flow-meter, design problems
Bio-med.-Engineering. Juni 68. E-bibl.
- 31-a : "Doptone"
Bio-med. Engineering juni 68 p.222. E-bibl.
- 31-b. Franklin D.: 10MHz Flow-meter-telemetry system M&R-bibl.
Clinic & Research Foundation.
(description of: crystal exciter,
trf receiver
100MHz telemetry transm.)

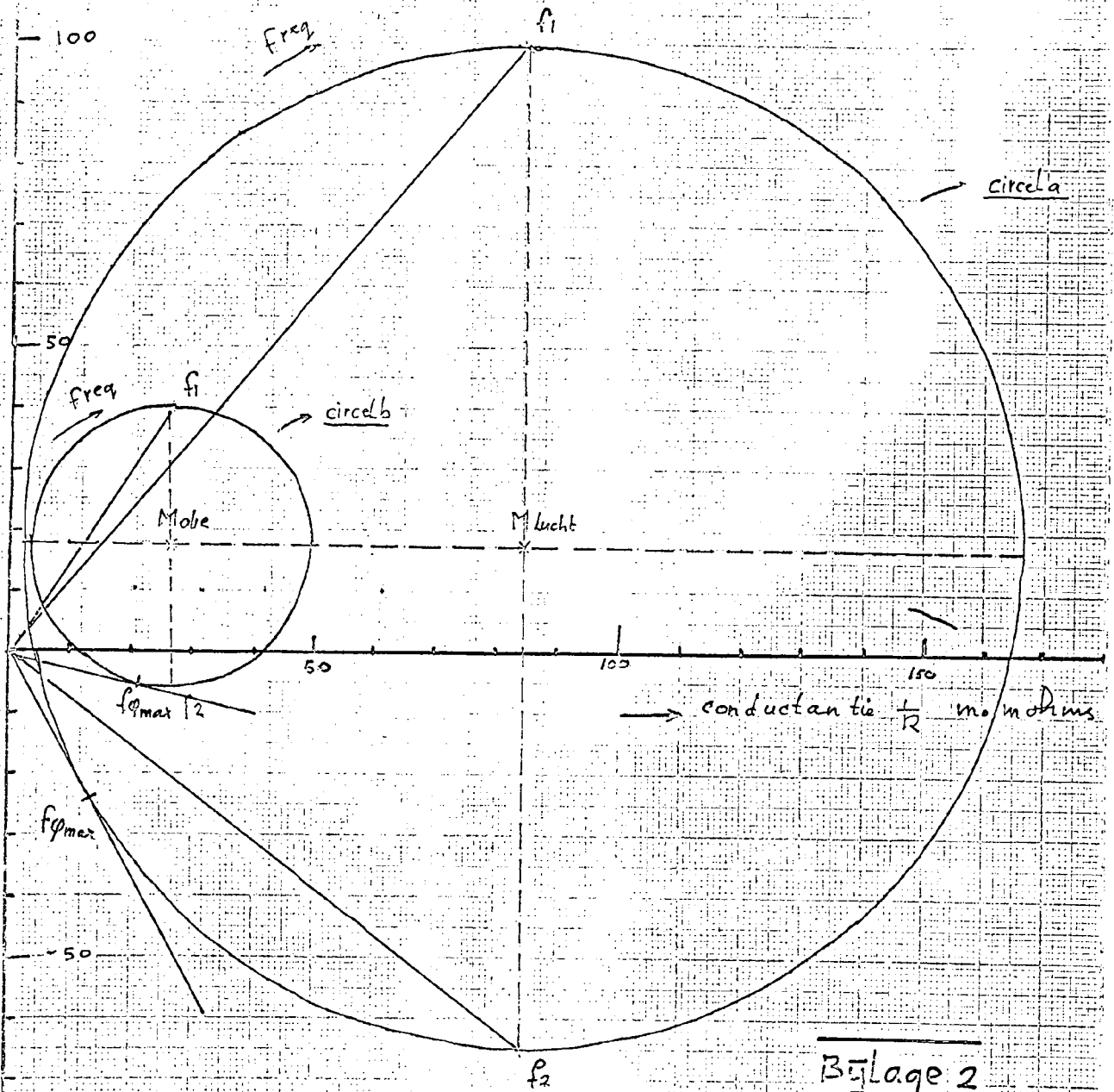
32. Mason W.P.M. : Physical acoustics
33. Katz, H.W. : Solid State and Dielektric Devices
34. Hueter-Bolt: Sonics DD5508
35. Brockelsby : Ultra-sonic-delay-lines EJ6333
36. Frederick: Ultrasonic engineering DD6503
37. Carlin B.C. : Ultrasonics DD6004
38. Krasilnikov K.A. Sound and Ultrasound DD6302
39. Connolly C. : The possibility of harmful
effekts in using Ultra-sound
for medical Diagnosis.
Bio-med-eng. march67 p112. E-bibl.
40. : Effekts of ultra-sound with
special references to the
nervous system.
Bio-med-eng. mei 67 p222. E-bibl.
- 41.P.K.Patrick : Ultra-sound in Physiotherapy
Ultra-sonics.Jan.66 p 10-14 N-bibl.
42. Ultrasonics in medicine diagnosis and surgery.
Ultra-sonics april 67. N-bibl.
- 43.Effekt of 1 Mc Ultra-sound on the genetics
of mice.
IRE-trans. on ultra-sonics Dec'63. E-bibl.
44. Tucker et al. Applied Underwater Acoustics. DD6601
45. Modern piezo-electric ceramics.
Clevite Sonic components
46. Transducer properties of lead titanate
zirconate ceramics

N.B.-1 De aanduiding " M&R " betekent dat van desbetreffend tijdschrift-artikel tje een overdrukje aanwezig is op de documentatie afdeling van de groep Meten en Regelen.

N.B.-2 De referenties 32, 33, 34, 45, 46, zijn aanwezig bij de Hr. Severs, afdeling M&R.

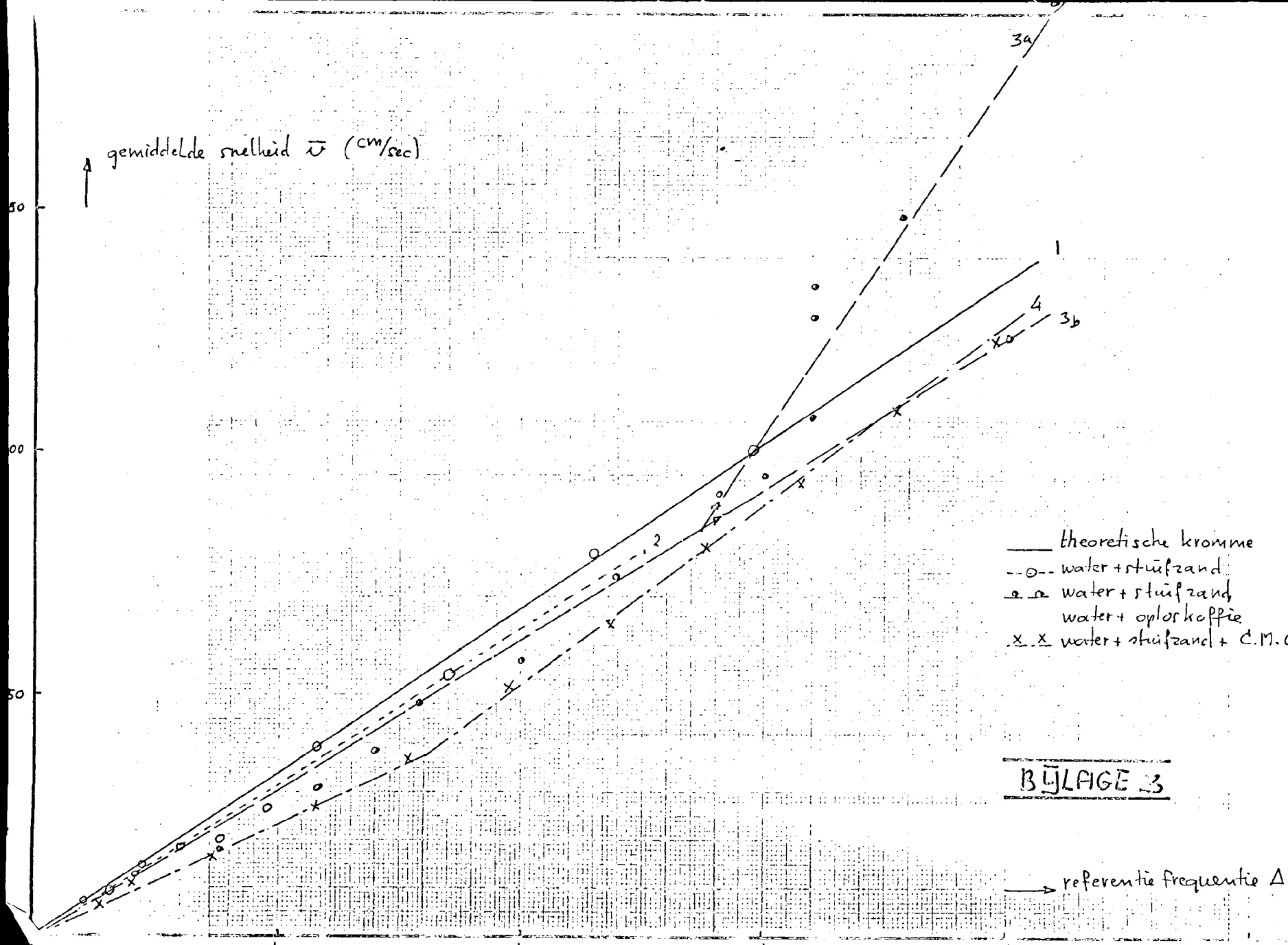


susceptantie ωC
mohms

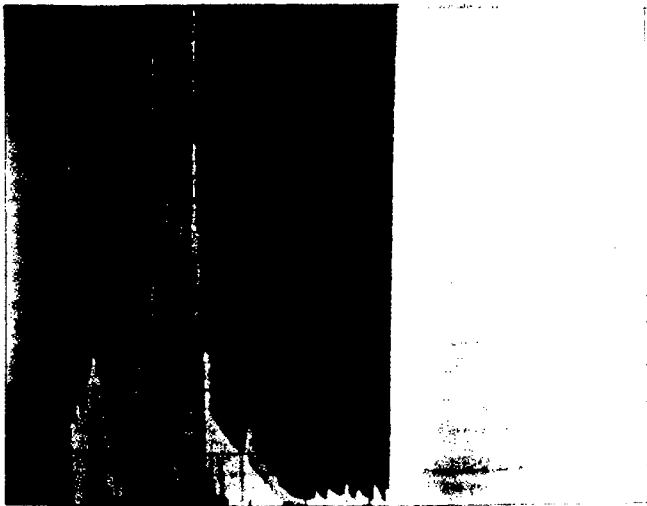


Bylage 2

-100

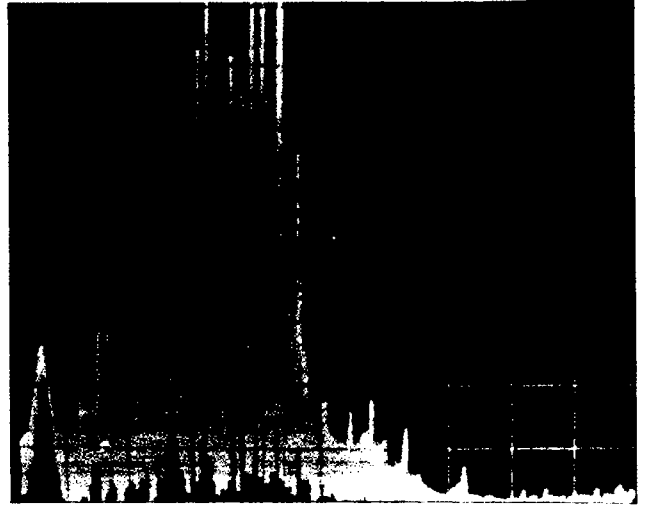


BĪLAGE 4



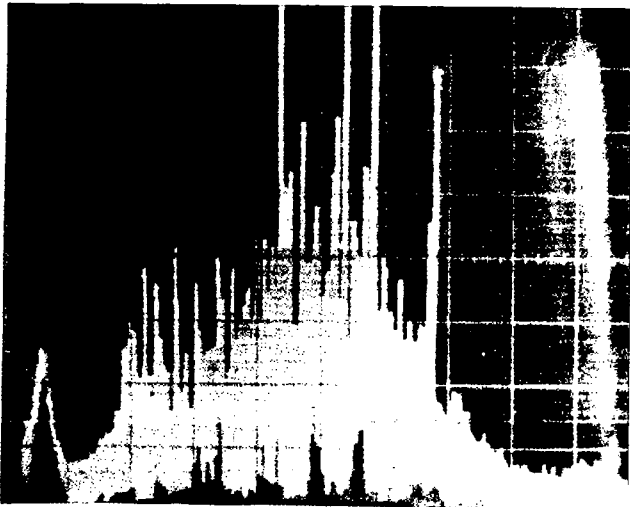
↑
0Hz

↑
4kHz



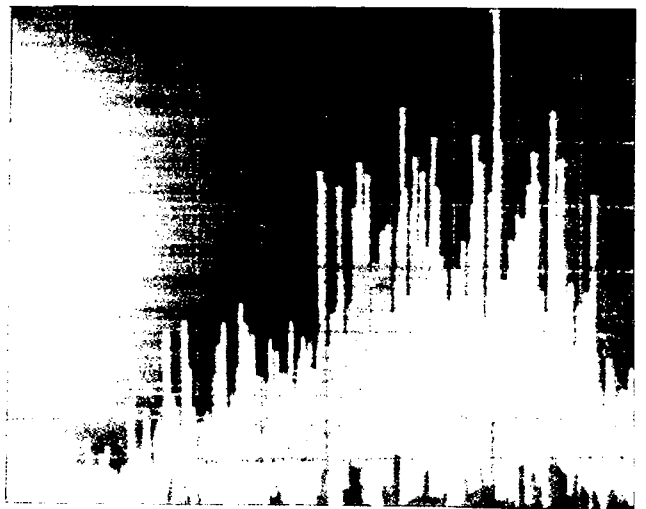
↑
0Hz

↑
4kHz



↑
0Hz

↑
4kHz



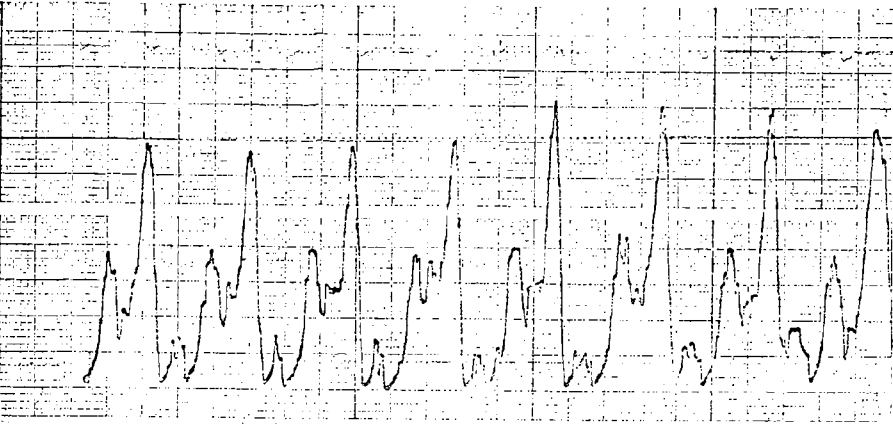
↑
0Hz

↑
4kHz

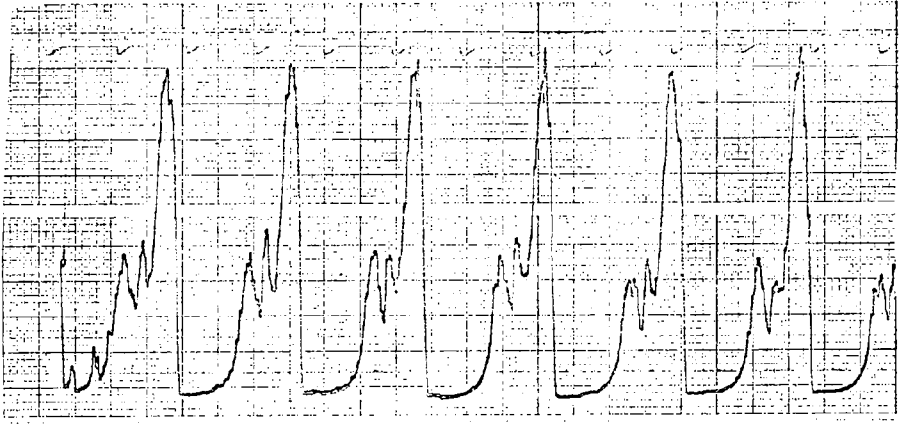
Doppler spektra, gemeten aan model, bij vier verschillende snelheden.
Het maximum in ieder spektrum verschuift naar rechts, bij toeneming
van de snelheid van de vloeistof. (1kHz/hoekje ; 4kHz centraal)

BVLAGE 5

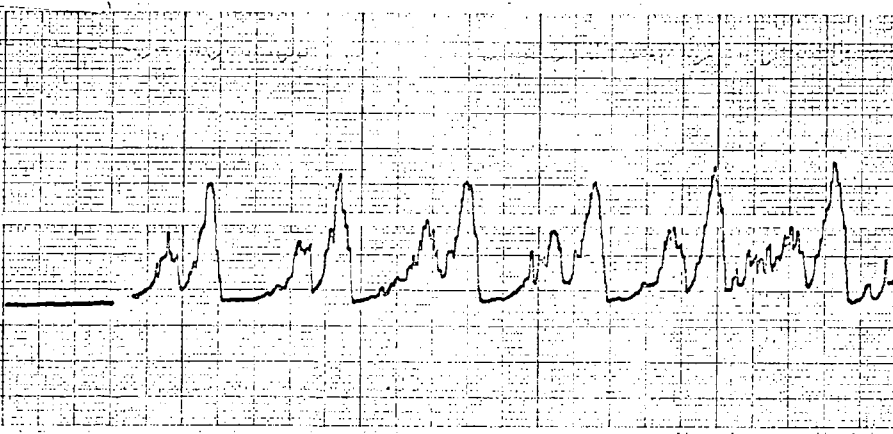
I
500Hz



1

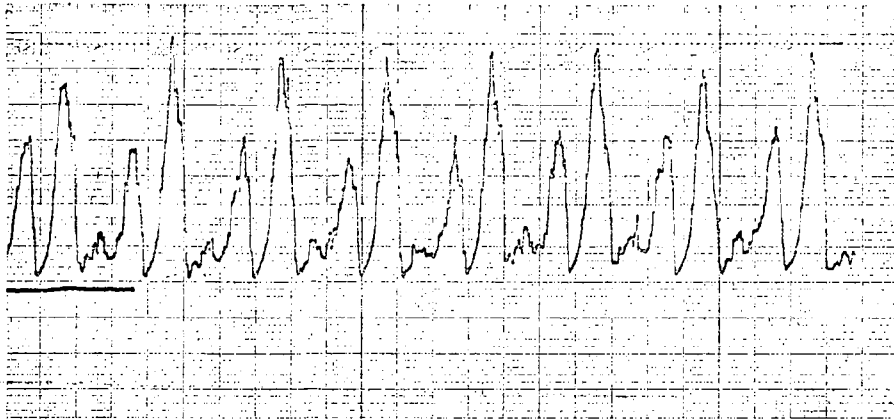


2

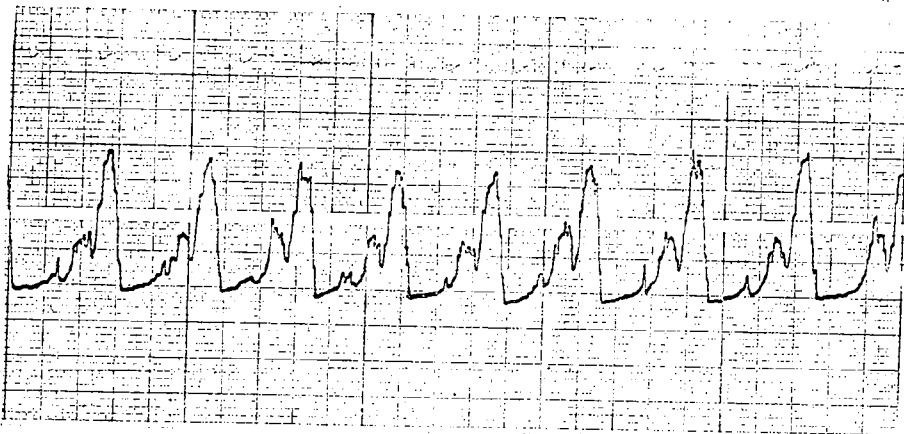


3
← 500ms

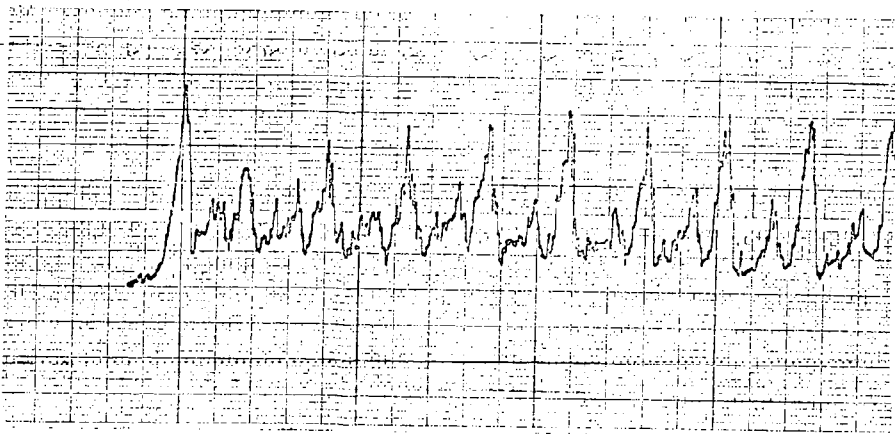
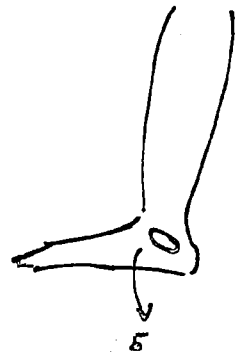
BILGE 6



4



5



← 6
T/200ms