

Ultrasonie metingen in vloeistoffen

door C. E. Mulders

Nat. Lab. P.T.T.

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radio Genootschap op 30 Maart 1951.

SUMMARY

This paper was read before the „Nederlands Radiogenootschap” on March 30, 1951. It gives a short survey of ultrasonic investigation in liquids, as an introduction to a subsequent lecture by Prof. Willis Jackson. „Ultrasonic measurements on liquids over the frequency-range from 100 kc/s to 100 Mc/s.”

1. Inleiding.

Het menselijk gehoororgaan is in staat drukvariaties in de omringende atmosfeer als geluid waar te nemen, mits de frequenties van deze variaties binnen een interval van ca 20-15.000 Hz liggen. Dit frequentiegebied heeft dus door de eigenschappen van het menselijk gehoororgaan bijzondere betekenis; wat betreft het fysisch karakter der optredende verschijnselen zijn deze grenzen echter van geen belang. Dit blijkt reeds uit het feit, dat zij van mens tot mens verschillen; verder hebben vele dieren gehoororganen en geluid-producerende organen, die tot veel hogere frequenties werkzaam zijn, zoals vleermuizen, sommige vissen, garnalen etc. Tegenwoordig beschikt men over mogelijkheden om periodieke dichtheidsvariaties van dezelfde aard als geluid op te wekken en waar te nemen tot ver boven de hoorbare frequenties, in gassen zowel als in vloeistoffen en vaste stoffen. Dit zgn. *ultrageluid*¹⁾ vindt belangrijke technische en wetenschappelijke toepassingen. Principieel bestaat er echter

¹⁾ Tegenwoordig houdt men zich in publicaties algemeen aan de benaming ultrageluid-ultrasonics-ondes ultrasonores-Ultraschall, naar analogie van ultraviolet. De benamingen suprasoon-supersonic hebben betrekking op verschijnselen, die zich afspelen bij snelheden groter dan de voortplantingsnelheid van het geluid (vliegtuigen, projectielen e.d., dus ultra → frequenties en super → snelheden).

geen verschil tussen geluid en ultrageluid en in de meeste gevallen heeft het geen zin, hiertussen onderscheid te maken.

In iedere geluidsgolf voeren de materiele deeltjes van het medium bewegingen uit om een evenwichtsstand, waarmede periodieke druk- en dichtheidsvariatiës van de middenstof gepaard gaan. Deze processen zullen door de snelheid der variatiës adiabatisch verlopen, zodat bij de periodieke expansie en compressie der volume-elementjes temperatuurvariatiës van dezelfde frequenties zullen optreden. Dit beeld blijft geldig tot de hoogste te bereiken frequenties van enige honderden MHz.

2. Opwekking en waarneming van ultrageluid.

In de laatste tijd zijn, vooral voor technische toepassingen,

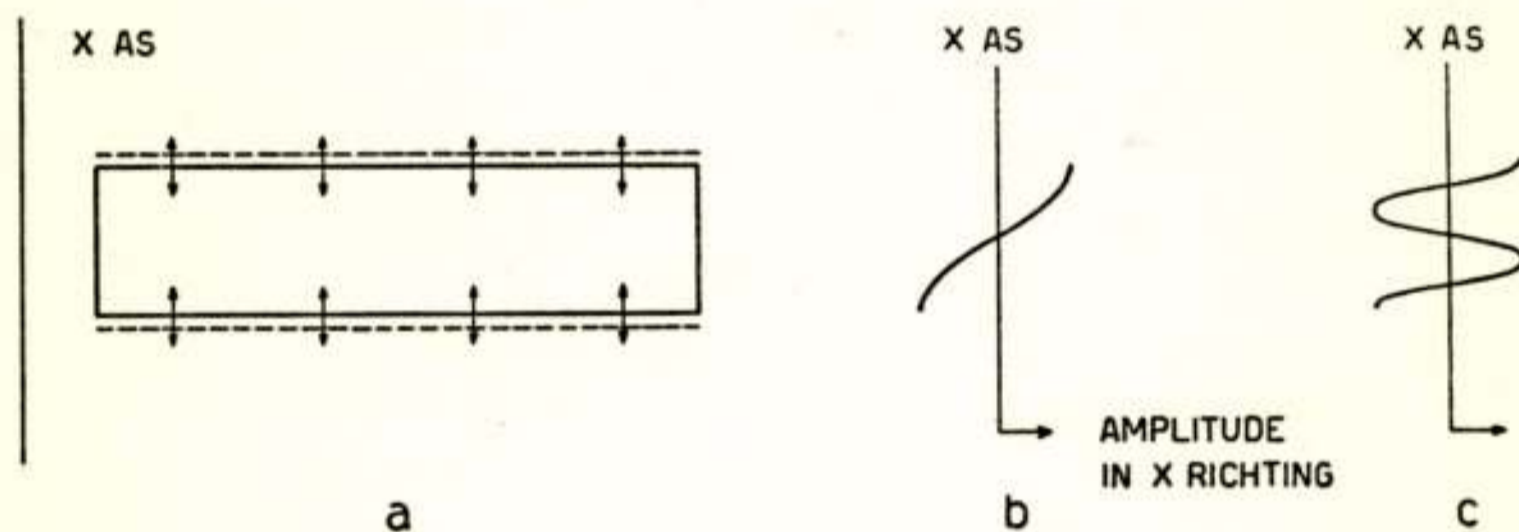


Fig. 1.

- a.* Diktetrilling van een X snede. De oppervlakken trillen in ieder punt met gelijke fase in de richting van de dikteafmeting van het kristal.
- b.* Amplitude van de beweging in de X richting als functie van x voor de grondtrilling.
- c.* Als *b* voor de 3e harmonische.

een respectabel aantal mogelijkheden voor de opwekking van ultrageluid ontwikkeld, doch voor de hier te bespreken wetenschappelijke toepassingen is het piëzoelectrische kristal (voornamelijk kwarts) de voornaamste geluidsbron.

Uit het kwartskristal wordt loodrecht op de kristallografische X as een plaat gesneden (een X snede) die op boven- en ondervlak van elektroden wordt voorzien. Wanneer hiertussen een wisselspanning wordt aangelegd zal het kristal bij zekere frequentie een mechanische trilling gaan uitvoeren, waarbij de beweging van het oppervlak gelijkfasig in de dikterichting van het kristal plaats vindt. De amplitude van de beweging als functie van x is in fig. 1 b aangegeven. Wordt dit kristal in een gas of vloeii-

stof opgesteld of tegen een vaste stof gekit, dan zullen daarin geluidsgolven uitgestraald worden.

Voor een kwartskristal van 3 mm. dikte zal een mechanische resonantie bij een frequentie van 1 MHz optreden. De resonantiefrequentie is omgekeerd evenredig met de dikte van het kristal, zodat voor een 0,1 mm. dik kristal de resonantie bij 30 MHz zal liggen. Dunnere kristallen zijn practisch niet meer te hanteren. Hogere frequenties kunnen bereikt worden door gebruik te maken van het feit, dat ook de oneven harmonischen van de genoemde diktetrilling aangestoten kunnen worden (fig. 1c). Een kwartskristal van 3 mm. kan dus behalve bij 1 MHz ook als geluidsbron bij 3, 5, 7 enz. MHz gebruikt worden, echter met steeds verminderende amplitude bij gegeven elektrische spanning. Door dunne kristallen in hoge harmonischen te doen trillen kan men tot enige honderden MHz ultrageluid van een voor proeven bruikbare energie opwekken.

Ultrageluid kan waargenomen worden en de intensiteit ervan gemeten worden door middel van:

- a. de piëzoelectrische microfoon,
- b. de meting van de stralingsdruk,
- c. optische methoden.

a. *De piëzoelectrische microfoon.*

Wanneer een hierboven besproken kwartskristal in een geluidsbundel geplaatst wordt, zullen tussen de elektroden wisselspanningen opgewekt worden als gevolg van het omgekeerde piëzoelectrisch effect. De grootte van de wisselspanning is evenredig met de amplitude van de geluidsdruk ter plaatse van het door de bundel getroffen kristaloppervlak. Onder de geluidsdruk verstaat men de met de frequentie van het geluid periodieke afwijking van de gemiddelde druk in het medium.

b. *De stralingsdruk.*

Wanneer een plaat van een willekeurig materiaal in een geluidsbundel geplaatst wordt, dan zal op het getroffen oppervlak behalve de geluidsdruk ook een niet-periodieke druk, de stralingsdruk werken. Deze stralingsdruk kan verklaard worden uit de niet-lineaire eigenschappen van het geluidsveld voor eindige amplitudes. De stralingsdruk neemt toe volgens het kwadraat van de amplituden der periodieke grootheden van het geluids-

veld (bv. de geluidsdruk) en is hierdoor voornamelijk voor geluid van hoge intensiteit van belang. De meting van de stralingsdruk kan bv. geschieden door de trefplaat aan draden op te hangen en de uitwijking ten opzichte van de verticale stand na inschakelen van de geluidsbron te bepalen.

c. *Optische methoden.*

In een geluidsgolf vinden door de periodieke variaties van de dichtheid van het medium ook overeenkomstige variaties van de brekingsindex plaats. Dit maakt het mogelijk langs optische weg een afbeelding van een geluidsveld te verkrijgen. Als een voorbeeld van de vele mogelijkheden op dit gebied is in fig. 2 een opstelling getekend om met de zgn. „Schlierenmethode” een ultrageluidsveld zichtbaar te maken.

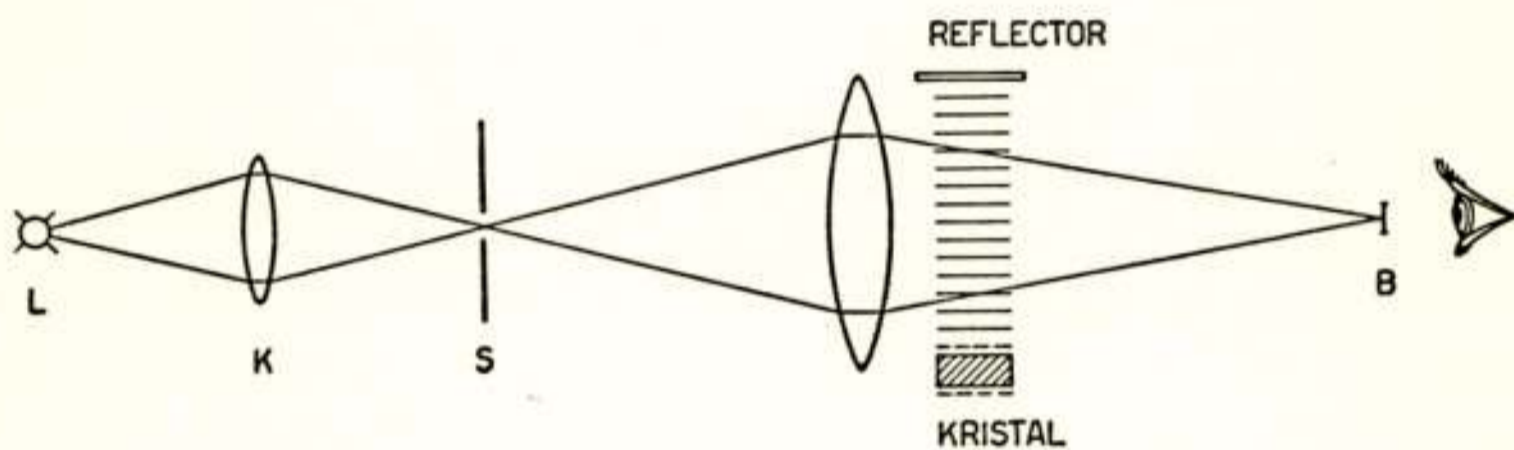


Fig. 2.

Het zichtbaar maken van ultrageluidsgolven met behulp van de „Schlierenmethode”.

Een spleet S wordt met een lichtbron L en condensor K verlicht. De spleet wordt met een lens ter plaatse B afgebeeld, doch dit beeld wordt met een schermpje B precies bedekt, zodat een daarachter geplaatst oog een donker veld waarneemt. Indien nu een kwartskristal tezamen met een reflector R een acoustisch staand golfveld opwekt op de in de figuur aangegeven plaats, dan zal dit voor het waarnemend oog achter B zichtbaar worden. Op de plaatsen in de geluidsgolf, waar de brekingsindex periodieke variaties ondergaat, m.a.w. in de drukbuiken, zal het licht gedurende een groot gedeelte van iedere periode afgebogen worden en het oog langs B kunnen bereiken.

Van een staand golfveld ziet men op deze wijze de drukbuiken als lichte strepen.

In een veld van lopende golven treden dichtheids- en brekingsindexvariatiën in ieder punt van de golf op, zodat men

daar het gehele veld ziet oplichten. De helderheid der afbeelding neemt toe met sterker wordend geluidsveld.

3. *Wetenschappelijke toepassingen.*

Het wetenschappelijk belang van de ultrasone apparaten en meetmethoden is gelegen in het feit, dat daarmee de metingen der acoustiek tot een zeer veel groter frequentiegebied kunnen worden uitgebreid. Een frequentiegebied van 20 kHz tot ca 500 MHz = rond 15 octaven wordt hiermede voor metingen ontsloten en in dit gebied zijn interessante verschijnselen aan de dag getreden.

De optredende golflengten worden met het stijgen der frequentie evenredig kleiner en naderen voor de hoogste frequenties die van zichtbaar licht. Hierdoor worden vele metingen bij ultrasone frequenties eenvoudiger dan de overeenkomstige metingen bij hoorbare frequenties. Men kan hier nl. gemakkelijk scherp gerichte bundels produceren en zo wordt bv. een bepaling van de voortplantingssnelheid van het geluid met zeer kleine hoeveelheden vloeistof mogelijk.

Een belangrijk punt van onderzoek op dit terrein is de bestudering van de voortplanting van geluid en ultrageluid in verschillende media. Hierbij treden twee grootheden op nl. de voortplantingssnelheid en de absorptie. Over deze punten zullen eerst enige theoretische beschouwingen gegeven worden.

A. *De voortplantingssnelheid van het geluid.*

Op theoretische gronden leidt men hiervoor af:

$$\text{voor gassen} \quad c = \sqrt{\frac{p}{\rho} \gamma}, \quad (1)$$

$$\text{„ vloeistoffen} \quad c = \sqrt{\frac{1}{\rho \beta_{ad}}}, \quad (2)$$

waarin p = druk,

ρ = dichtheid,

γ = verhouding der soortelijke warmten C_p en C_v ,

β_{ad} = adiabatiese compressibiliteit van de vloeistof.

Met behulp van de hier gegeven formules kunnen uit de metingen van de voortplantingssnelheid enige grootheden afgeleid

worden, die op andere wijze zeer moeilijk te bepalen zijn, zoals bv. γ en β_{ad} .

Volgens de formules is de voortplantingssnelheid onafhankelijk van de frequenties m.a.w. het geluid vertoont geen dispersie en in de meeste gevallen zijn de waarnemingen hiermee in overeenstemming.

B. De absorptie van het geluid.

De grootte van het absorberend vermogen van een medium voor geluidsgolven wordt aangegeven met een absorptie-coëfficiënt, die op de volgende wijze gedefinieerd wordt: Indien een vlakke geluidsgolf zich over een afstand x in een medium voortplant, zal de amplitude A van de verschillende periodieke grootheden, zoals bv. de geluidsdruk afnemen op een wijze, die voorgesteld kan worden door de formule

$$A = A_0 \exp(-a x), \quad (3)$$

waarbij A_0 de amplitude ter plaatse $x = 0$ voorstelt. Voor de intensiteit van de geluidsgolf, die evenredig is met het kwadraat van A geldt dus

$$I = I_0 \exp(-2 a x). \quad (4)$$

De absorptiecoëfficiënt a heeft de dimensie m^{-1} . Een waarde van $a = 1$ betekent, dat de vlakke golf over een meter een verzwakking van de amplitude tot op $1/e$ ondergaat, m.a.w. de demping is in dat geval $1 \text{ Neper/m} = 8,7 \text{ dB/m}$.

In de loop van de vorige eeuw reeds zijn enige factoren aangewezen, die op de absorptie van invloed zijn en is hun invloed kwantitatief nagegaan. Door Stokes is in 1845 een formule afgeleid voor de bijdrage van de inwendige wrijving (viscositeit) van het medium in de geluidsabsorptie. Hij vindt hiervoor

$$a_\eta = \frac{2 \pi^2 f^2}{\rho c^3} \cdot \frac{4 \eta}{3}, \quad (5)$$

waarin f = frequentie

η = coëfficiënt van inwendige wrijving (viscositeit).

Een verdere bijdrage wordt geleverd door het warmtegeleidingsvermogen van het medium. Hiervoor is door Kirchhoff de formule gegeven

$$\alpha_K = \frac{2 \pi^2 f^2}{\rho c^3} \cdot \frac{(\gamma - 1) K}{C_p}, \quad (6)$$

waarin K = warmtegeleidingscoëfficiënt van het medium.

Wij zien dat de resulterende $a = a_\eta + a_K$ evenredig is met f^2 zodat a/f^2 constant is. a neemt dus sterk toe met de frequentie.

De op deze wijze berekende a wordt dikwijls de klassieke absorptiecoëfficiënt genoemd. Voor gassen zijn a_η en a_K in het algemeen van dezelfde grootteorde, voor vloeistoffen overheerst a_η meestal sterk. Als voorbeeld zij vermeld dat men uit deze formules voor a waarden vindt, die aangeven, dat de intensiteit van een vlakke geluidsgolf bij een frequentie van 100 kHz in lucht na 10 m tot op $1/e$ van de beginwaarde is gezakt en in water na 10.000 m. Voor stoffen met hoge η , zoals glycerine en olie wordt de demping veel groter.

Wij zullen zien, dat de experimenteel gevonden waarden slechts in zeldzame gevallen met de hier besproken klassieke absorptiecoëfficiënt overeenstemmen. Alvorens dit probleem verder te behandelen zullen echter enige methoden voor de experimentele bepaling van de absorptiecoëfficiënt besproken worden.

4. Bepaling van de absorptiecoëfficiënt in gassen en vloeistoffen.

a. De in principe eenvoudigste methode voor de bepaling van a is die, welke rechtstreeks aan de definitie van deze grootte aansluit, nl. de meting van de verzwakking van het geluid in een voortlopende vlakke golf. Hiertoe wordt de intensiteit in de door een geluidsbron uitgestraalde golf op verschillende afstanden van de bron gemeten. Voor de intensiteitsmeting kan men de verschillende reeds genoemde methodes voor de meting van ultrageluid gebruiken. Deze wijze van het bepalen van de a is in de laatste tijd door het toepassen van aan de radartechniek ontleende pulsmethoden zeer geperfectionneerd en is tot zeer hoge frequenties bruikbaar.

b. *De nagalmmethode.* Indien de absorptie in de te onderzoeken stof klein is bv. $0,1 \text{ dB/m}$, moet men voor het toepassen van de onder a. genoemde methode over een groot interval in de geluidsbundel meten om een merkbare verzwakking van het geluid te constateren. De metingen worden dan onnauwkeurig omdat door onvermijdelijke spreiding in de nooit volkomen vlakke bundel ook een intensiteitsvermindering optreedt, die

nu sterk kan gaan overwegen. Voor deze kleine absorpties (in het algemeen dus voor de lagere frequenties) kan men nu de uit de acoustiek bekende nagalmmetingen gebruiken. De te meten stof wordt hiertoe in een reservoir gebracht en met een of meer kristallen wordt in deze ruimte een diffuus geluidsveld opgewekt. Na het plotseling uitschakelen van de geluidsbron zal het geluid in de ruimte geleidelijk uitsterven en wel sneller naarmate de absorptie in het medium groter is. Bij deze methode wordt de uitsterftijd langer en dus makkelijker te meten naarmate de absorptie kleiner wordt, zodat deze werkwijze speciaal voor het meten van kleine a voordelen biedt en de onder a . genoemde methode daardoor aanvult. Een moeilijkheid van de

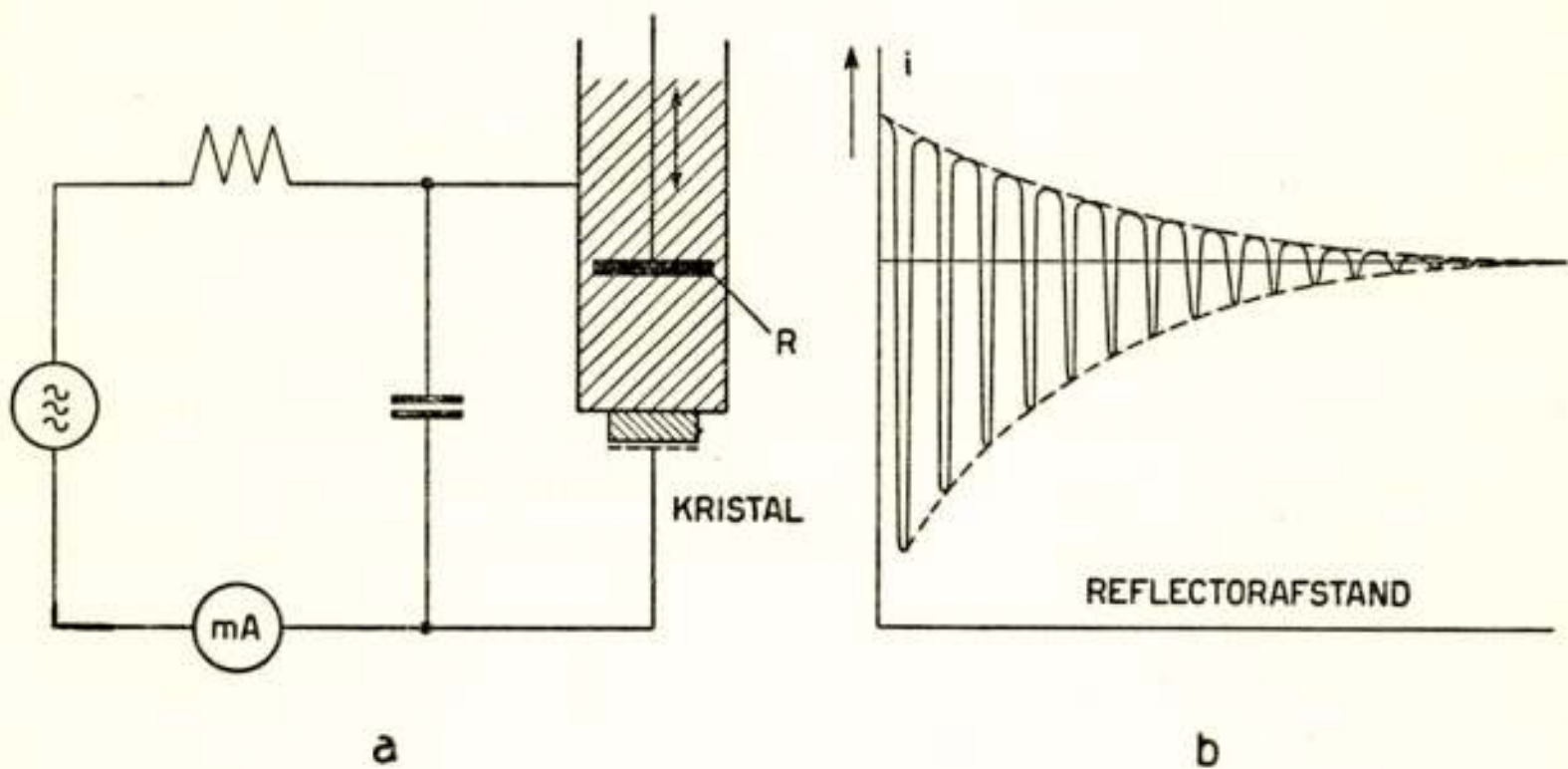


Fig. 3.

- a. Schematische voorstelling van interferometer en bijbehorend elektrisch circuit.
- b. De kringstroom i als functie van de afstand kristal-reflector.

methode is, dat behalve de te meten absorptie in het medium ook nog storende extra-absorpties aan de wanden van het reservoir optreden. Deze storende absorpties kunnen gecorrigeerd worden door metingen te verrichten in reservoirs van verschillende grootte.

c. *De acoustische interferometer.* In dit apparaat wordt een kwartskristal opgesteld tegenover een met het kristal zuiver evenwijdige reflectorplaat, waarbij de ruimte daartussen met de te onderzoeken stof gevuld wordt. Het in de ruimte tussen kwarts en reflector opgewekte acoustische staande golfsysteem zal de trillingen van het kristal sterk beïnvloeden. Bij het langzaam verschuiven van de reflector zal de trilling van het kristal met onderlinge afstanden van $\frac{1}{4}\lambda$ vergemakkelijkt en

bemoeilijkt worden. Ook de absorptie in de stof beïnvloedt de trilling. Een voorbeeld van een der vele uitvoeringsvormen van deze methode is in fig. 3a gegeven.

Een generator levert een wisselspanning van de gewenste, constante frequentie aan het aangegeven elektrisch circuit. Wanneer nu de reflector R continu naar boven bewogen wordt zal de wisselstroom door de meter als functie van de afstand kristal-reflector in fig. 3b getekende variatie vertonen.

Het is duidelijk dat de golflengte in het medium direct uit de grafiek kan afgelezen worden uit de afstand van de opeenvolgende „dips” in de stroom. Door de absorptie in het medium zullen de dips voor grote reflectorafstanden kleiner worden en uiteindelijk onmerkbaar worden. De absorptiecoëfficiënt kan, zij het op tamelijk gecompliceerde wijze, uit de verkleining van de dips als functie van de reflectorafstand berekend worden.

5. Resultaten.

Uit de experimentele gegevens, die beschikbaar zijn is het volgende duidelijk geworden. De gemeten absorptiecoëfficiënt is bijna altijd groter dan de volgens Stokes en Kirchhoff berekende klassieke absorptiecoëfficiënt. Slechts voor enige monomoleculaire gassen en vloeistoffen, zoals gasvormig en vloeibaar argon, kwikzilver is de gemeten absorptie ongeveer gelijk aan de klassieke. Voor vloeistoffen als water, alcohol e.d. vindt men, dat de absorptiecoëfficiënt in overeenstemming met de klassieke theorie evenredig met f^2 toeneemt en dus a/f^2 een constante is, echter is de numerieke waarde $3 \cdot 10 \times$ te groot. Voor zwavelkoolstof en benzol is a/f^2 eveneens constant doch enige honderden malen te groot. Voor azijnzuur is de absorptiecoëfficiënt veel te groot en bovendien a/f^2 van de frequentie afhankelijk.

Het is duidelijk, dat de klassieke theorie niet alle oorzaken van absorptie in rekening heeft gebracht. In de laatste tijd zijn vooral voor gassen met succes verklaringen gegeven van deze grotere absorpties, die gezocht werden in moleculaire relaxatieverschijnselen, die zich als gevolg van de snelle compressies en expansies in de geluidsgolf demonstreren. Vele physici hebben hieraan gewerkt, maar speciaal door Kneser zijn deze theoriën in een overzichtelijke vorm gebracht. De absorptie in CO_2 gas is bijzonder uitvoerig bestudeerd en aan de hand van dit voorbeeld zal nu een korte uiteenzetting van de theorie van Kneser gegeven worden.

6. De theorie van Kneser.

De experimentele gegevens voor CO_2 gas zijn in de grafieken van fig. 4 weergegeven.

In fig. 4a ziet men, dat a/f^2 niet constant is, doch naar de hoge frequenties afneemt.

In fig. 4b is in plaats van a uitgezet $\mu = a \cdot \lambda$, het product van golflengte en absorptiecoëfficiënt, m.a.w. de absorptie per golflengte. Volgens de klassieke theorie moet deze evenredig

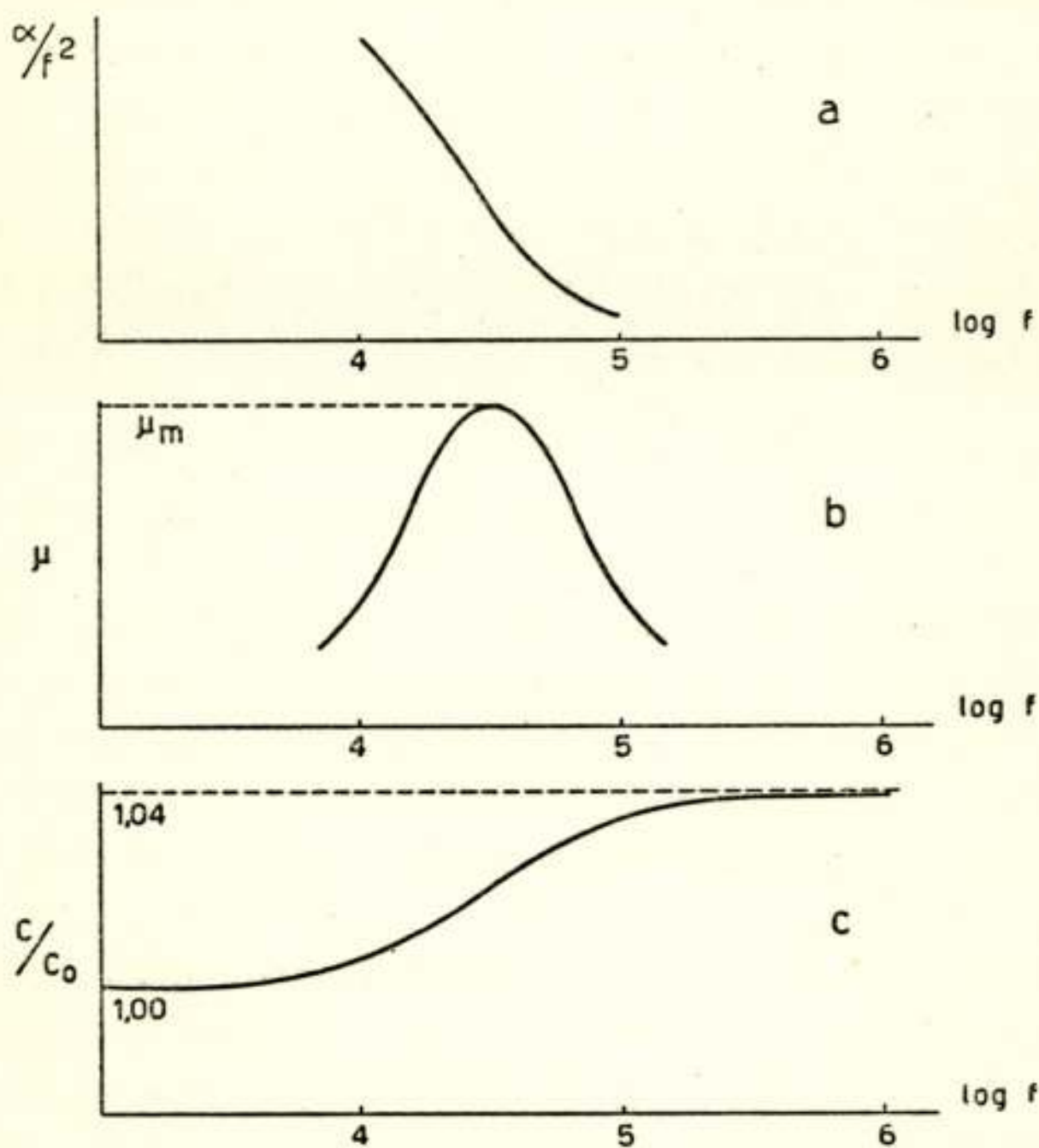


Fig. 4.

Geluidsabsorptie en voortplantingssnelheid in CO_2 gas, onder normale omstandigheden, als functie van de frequentie.

zijn met $f^2 \times 1/f = 1/f$. Voor CO_2 gas heeft μ echter een maximum.

In fig. 4c ziet men, dat er dispersie van het geluid is. De voortplantingssnelheid neemt voor stijgende frequentie toe en nadert tot een waarde, die 4% hoger is dan die voor de lage frequenties. c_0 is de voortplantingssnelheid voor lage frequenties.

De verklaring voor een en ander is als volgt: In een geluidsgolf vinden periodieke druk- en dichtheidsvariatiën plaats

en wel adiabatisch, zodat dit gepaard gaat met temperatuurvariaties. Bij een verhoging van temperatuur neemt de kinetische energie der moleculen toe. Deze bestaat uit de translatieenergie van de voortgaande beweging en de rotatieenergie van de haltervormige CO_2 moleculen.

Volgens de aequipartitiewet moet in de evenwichtstoestand de energie zich gelijkelijk, over de vrijheidsgraden van translatie en rotatie verdelen met een energie van $\frac{1}{2} kT$ per vrijheidsgraad. Behalve de hier genoemde zijn er echter nog zgn. inwendige vrijheidsgraden; dit zijn inwendige trillingen van de moleculen, die ook een van de temperatuur afhankelijke bijdrage in de totale energie leveren. Het idee is nu, dat deze inwendige

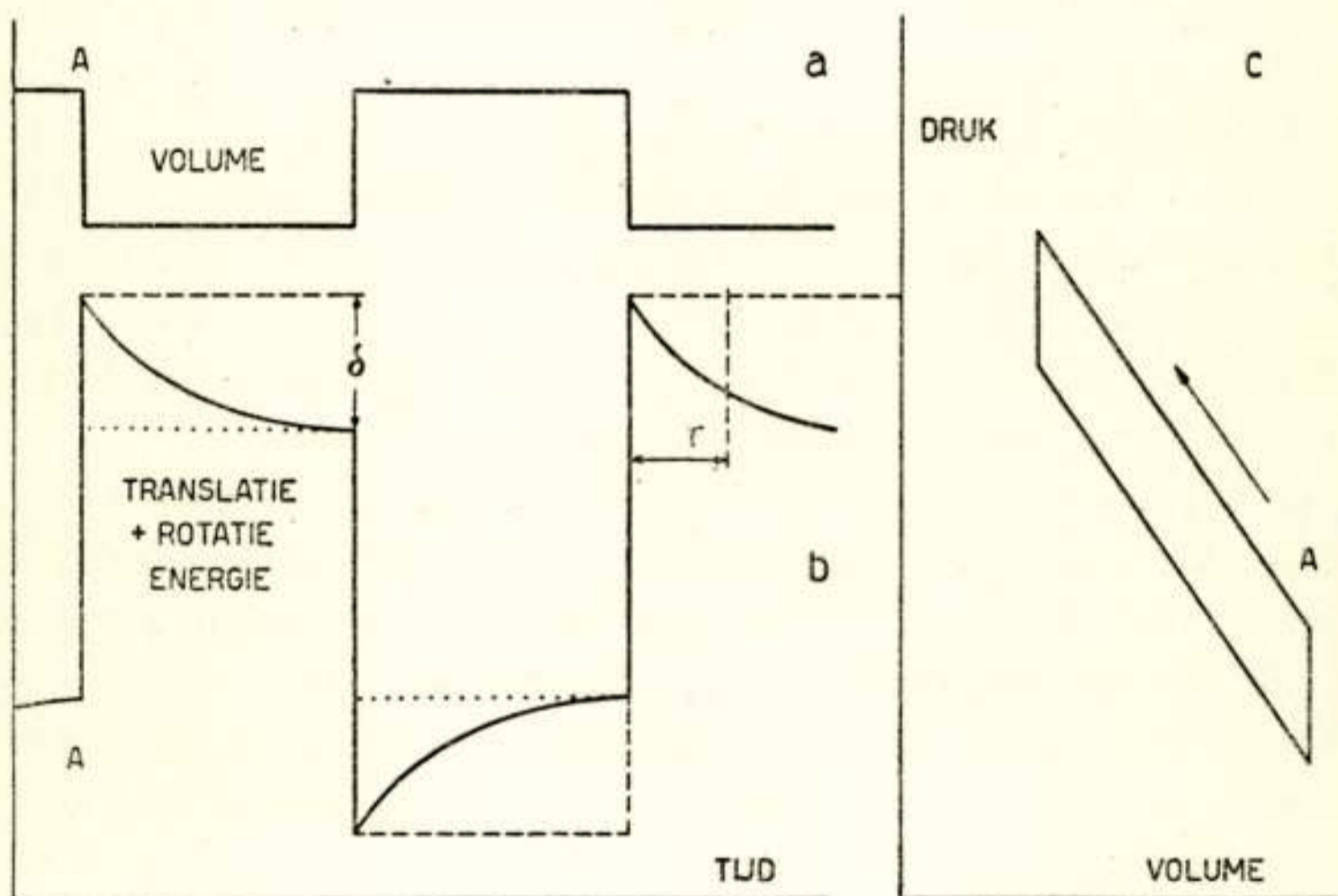


Fig. 5.

Volume en druk in een „rechthoekige” geluidsgolf.

vrijheidsgraden met relaxatie behept zijn, d.w.z. dat er een merkbare tijd verloopt alvorens deze inwendige vrijheidsgraden de energie opgenomen hebben, die bij de nieuwe temperatuur past. Men kan zich dit wel indenken, als men onderstelt, dat voor het aanstoten van de inwendige trillingen in het molecuul een groot aantal botsingen tussen de moleculen nodig zijn. Bij de hoge frequenties van de ultrasonische geluidsgolf wordt nu bij de adiabatische compressies en expansies de evenwichtstoestand van de energieverdeling wat betreft de inwendige vrijheidsgraden niet meer bereikt.

Dit heeft verschillende consequenties :

1e. de voortplantingssnelheid. Wij zagen, dat de voortplan-

tingsnelheid in een gas gegeven wordt door de formule

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho} \gamma},$$

waarin γ de verhouding der soortgelijke warmte C_p en C_v voorstelt. Nu wordt door het hier besproken verschijnsel C_v kleiner voor hoge frequenties. Immers de inwendige vrijheidsgraden krijgen geen tijd om de bij de temperatuurverhoging behorende energiehoeveelheid op te nemen. C_p is zoals bekend gelijk aan $C_v + R$, waarin R de gasconstante voorstelt. De verhouding $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$, zal dus bij kleiner wordende C_v toenemen, zodat voor toenemende frequentie c groter zal worden. Uit fig. 4c blijkt, dat dit inderdaad het geval is.

2e. Het beproken relaxatieverschijnsel zal ook een extra-absorptie in de geluidsgolf ten gevolge hebben. Terwille van de overzichtelijkheid zullen wij dit nagaan voor een „recht-hoekige” geluidsgolf, waarin het volume van een elementje op de in fig. 5a getoonde wijze van de tijd afhangt.

Op het moment A zal een adiabatische compressie plaats vinden. De translatie- en rotatieenergie der moleculen zullen nu zeer snel een nieuwe, hogere waarde aannemen als gevolg van de bij de compressie verrichte arbeid. Na het tijdstip A zullen echter de inwendige vrijheidsgraden geleidelijk energie opnemen, welke aan de translatie- en rotatieenergie onttrokken wordt. In fig. 5b is dit grafisch weergegeven. Twee grootheden zijn hier van belang:

1e. Het bedrag δ van de energie, dat tenslotte in de inwendige vrijheidsgraden terecht komt, 2e de tijdconstante τ van de exponentiele functie, volgens welke de evenwichtstoestand benaderd wordt. De translatie-rotatieenergie bepaalt tevens de druk in het gaselementje, zodat uit fig. 5a en b het $p - v$ diagram van een kringloop van een periode geconstrueerd kan worden (fig. 5c.) Het is duidelijk dat bij iedere cyclus een hoeveelheid energie aan de geluidsgolf onttrokken wordt, die gelijk is aan de oppervlakte van de kringloopfiguur. Deze energie wordt in warmte omgezet en er is dus geluidsabsorptie.

Er treden twee extreme gevallen op, 1e als de frequentie zeer laag is. In dat geval hebben de inwendige vrijheidsgraden reeds tijdens het stijgen van de translatie-rotatieenergie op het tijdstip A de gelegenheid de evenwichtsverdeling te bereiken

en zal dus de gestippelde lijn in fig. 5b gevolgd worden. 2e als de frequentie zeer hoog is: In dat geval zullen de inwendige vrijheidsgraden in het geheel niet meer meedoen en zal de gestreepte lijn in fig. 5b gevolgd worden. In deze beide gevallen is het $p - v$ diagram een rechte lijn en wordt dus per cyclus geen energie opgenomen. Dit is in overeenstemming met de grafiek voor μ in fig. 4b, waarin wij zien, dat deze grootte voor hoge en lage frequenties naar nul gaat. Het maximum ligt bij frequenties in de buurt van een waarde, die van de orde $1/\tau$ is.

Het hier gegeven geschematiseerde beeld van de rechthoekige geluidsgolf, geeft dus in grote trekken een verklaring van de geluidsabsorptie en dispersie in CO_2 gas, welke door het besproken relaxatieverschijnsel veroorzaakt wordt. De nauwkeurige theorie voor sinusvormige geluidsgolven geeft de volgende formules:

Voor α' , de extra-absorptie, die door het relaxatieverschijnsel veroorzaakt wordt, geldt:

$$\alpha'/f^2 = \frac{B}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{B}{1 + f^2/f_m^2} \quad (7)$$

waarin $f_m = 1/2 \pi \tau$, B een constante. (8)

Voor $\mu = \alpha' \lambda$, de absorptie per golflengte, geldt:

$$\mu = \frac{B' f}{1 + f^2/f_m^2} \quad (9)$$

Tussen de dispersie en absorptie geldt het volgende verband

$$\mu_m = \frac{c_\infty - c_0}{c_0} \quad (10)$$

waarin μ_m de maximale waarde van μ en c_0 en c_∞ resp. de voortplantingssnelheden bij zeer lage en zeer hoge frequenties voorstellen.

Besluit.

De hier beschreven theorie geeft een kwalitatief en kwantitatief zeer bevredigende verklaring van het gedrag van CO_2 gas wat betreft de geluidsvoortplanting en ook voor verschillende andere gassen is zij met succes gebruikt. Bij vloeistoffen ligt de zaak echter moeilijker. In het geval van benzol b.v. vindt men over het gehele frequentiegebied, dat men bestrijken kan (tot enige

honderden MHz) voor a/f^2 een constante waarde, die evenwel vele malen hoger is dan de klassieke waarde. Van het in fig. 4b getoonde verloop van de absorptiecoëfficiënt is hier niets te bemerken. Mochten hier dus relaxatieverschijnselen een rol spelen, dan ligt in ieder geval hun relaxatiefrequentie zo hoog, dat hiervan nog niets opgemerkt is. In enige gevallen heeft men echter ook voor vloeistoffen de theorie van Kneser met succes kunnen toepassen (bv. voor azijnzuur) en hierover zal Prof. Jackson in zijn voordracht uitvoerig spreken.

Discussie

Prof. J. P. Schouten: a). De frequentie-afhankelijkheid van de absorptie moet op grond van algemene overwegingen samengaan met dispersie. Is daaromtrent iets te zeggen?

b). Kan men het geheel beschrijven met lineaire differentiaal-vergelijkingen?

Dr C. E. Mulders: a. Voor zover mij bekend, is voor de voortplanting van acoustische golven uit algemene overwegingen geen verband aan te geven tussen het reële en het imaginaire deel van de voortplantingsconstante. Wel is dit mogelijk voor absorptie en dispersie die veroorzaakt wordt door een relaxatieverschijnsel tussen druk en compressie in een medium en hiervan is formule 10 een voorbeeld.

b. De hier besproken absorptie- en dispersieverschijnselen zijn te beschrijven met lineaire differentiaalvergelijkingen en zijn ook inderdaad onafhankelijk van de amplitude.

Ir J. G. van de Vusse: Zijn er gegevens betreffende de absorptie, wanneer zich in het medium een disperse fase bevindt? Hoe is de invloed van de deeltjesgrootte en de distributiekromme van de deeltjes bij een emulsie op de absorptie?

M.: Over het hier genoemde probleem zijn vele onderzoeken gedaan, speciaal wat betreft de absorptie van geluid in water, waarin een gasfase gedispergeerd is. Het probleem is te uitgebreid om in een korte opmerking te worden samengevat; slechts zij er op gewezen, dat het gecompliceerd kan worden door het feit dat de geluidsgolf, mits voldoende intensief, de disperse fase kan doen coaguleren.

J. C. Abels: Welke bezwaren zijn er om het kwartskristal in een gedwongen trilling te brengen in plaats van de eigenfrequentie of de boven-tonen aan te stoten (beperking-frequentiegebied).?

M.: Buiten de resonanties is de amplitude van de trilling van het kwartskristal te klein voor praktische toepassingen. Zelfs bij de sterk gedempte, in vloeistof trillende kwartsen treedt bij de resonantie nog een vergroting van de amplitude met een factor 30 ten opzichte van het aperiodieke geval op, dus een energiewinst van een factor 900.

Ir E. J. Post. Wanneer de hier gegeven beschouwingen tot de vaste stof geëxtrapoleerd worden, is het dan mogelijk, dat de lage inwendige demping van bepaalde eenkristallen uitsluitend van thermo-elastische aard zou zijn, omdat de coëfficiënten van inwendige wrijving in dit geval vermoedelijk zeer klein zullen zijn.

M.: Dit lijkt mij wel mogelijk, hoewel ook nog een absorptie zou kunnen optreden door een relaxatie tussen mechanische spanning en deformatie.

Naschrift

Deze voordracht werd gehouden als inleiding tot een voordracht, voor het Nederlands Radiogenootschap gehouden door Prof. Willis Jackson, met als titel „Ultrasonic measurements on liquids over the frequency-range from 100 kc/s to 100 Mc/s”.

Het onderwerp van Prof. Jackson is later onder de titel „Ultrasonic relaxation” door een van de medewerkers van Prof. Jackson nl. Dr J. Lamb behandeld op het Colloquium over ultrasonore trillingen, georganiseerd door de Koninklijke Vlaamse Academie voor Wetenschappen, Letteren en Schone Kunsten van België op 7, 9 en 9 Juni 1951 te Brussel. De tekst van deze voordracht zal in de Mededelingen van deze Academie verschijnen.

Nauwkeurige direct aanwijzende frequentie meetinrichting 30 Hz - 30 MHz

L. R. M. Vos de Wael

Radio Lab. P.T.T.

SUMMARY

A description is given of a direct reading frequency measuring equipment, which enables precise frequency measurements between 30 c/s and 30 Mc/s to be carried out in one second.

The measuring device itself consists of an electronic counter ranging from 30 c/s — 1 Mc/s, an instrument giving multiples of 1 Mc/s in the range from 1—29 Mc/s and a combining part. The whole has only one knob namely for choosing the desired multiple of 1 Mc/s.

The result of a measurement is indicated on the electronic counter and on the knob.

When taking a series of measurements the results are printed on a normal page printer; one measurement every two seconds. If desired a continuous recording instrument may be used for the registration of every two figures out of the six figures of the electronic counter.

The accuracy when making a measurement in one second is of the order of $10^{-7} - 10^{-8}$ plus or minus 1 c/s.

To enable measurements on far-off telephone or telegraph transmitters, the equipment is completed with a receiver, ranging from 5 ÷ 30 Mc/s. In this case the accuracy is somewhat less. The maximum deviation is, however, always below plus or minus 5 c/s.

1. *Inleiding.*

1.1. *Enige algemene gezichtspunten.*

Het aantal radio telefonie en telegrafie zenders is door de grote uitbreiding van het verkeer gedurende het laatste tiental jaren zeer sterk toegenomen.

Deze grote toename heeft tot gevolg, dat elke zender zo nauwkeurig mogelijk op de hem toegewezen frequentie moet

werken en dat de toegelaten toleranties voor afwijking van de nominale waarde regelmatig internationaal zijn verkleind. Teneinde na te kunnen gaan of een zender zich bevindt op de hem toegewezen frequentie, is er behoefte aan een meetinrichting, welke de frequenties waarop de zenders werken snel, op eenvoudige wijze en met grote nauwkeurigheid kan meten.

Ook voor het nauwkeurig bepalen van de frequentie van generatoren (bv. in een laboratorium) is een dergelijke meetinrichting nodig.

De meeste frequentie meetinrichtingen gaan uit van de harmonischen van een standaard frequentie, welke wordt gemengd met de onbekende frequentie. Figuur 1 geeft een blokschema van een gebruikelijke schakeling.

Een standaard frequentie van 100 kHz stuurt een multivibrator op 10 kHz. Het hiermede opgewekte frequentie spectrum, bestaande uit veelvoudigen van 10 kHz, wordt, samen met de te

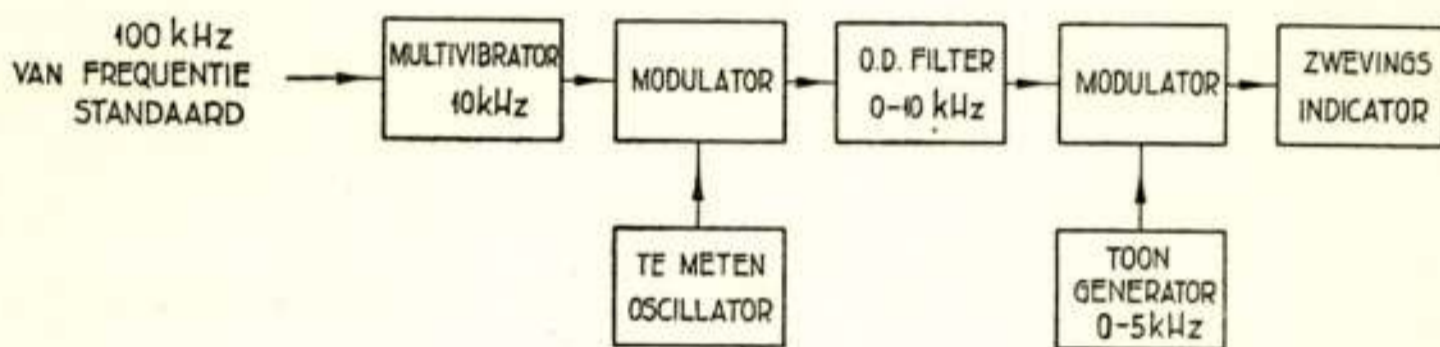


Fig. 1.

meten frequentie, aan een modulator toegevoerd. De harmonische van 10 kHz, die het dichtst bij de onbekende frequentie ligt, vormt in de modulator een verschil frequentie die lager is dan 5 kHz. Deze frequentie wordt gemeten met een nauwkeurig geijkte toongenerator, door deze, met behulp van een zwevings indicator, in te stellen op nul zwevingen met laatst genoemde frequentie. De onbekende frequentie is dan gelijk aan 10^4 maal het ranggetal van de gebruikte harmonische van 10 kHz, vermeerderd of verminderd (naargelang deze harmonische onder of boven de te meten frequentie ligt) met de door de toongenerator aangegeven frequentie. Door de te meten frequentie iets te veranderen, kan men nagaan, of de harmonische van de 10 kHz onder of boven de te meten frequentie ligt.

Indien men i.p.v. een generator de frequentie van een zender wil meten, is het gebruik van een ontvanger noodzakelijk. Hierbij doen zich moeilijkheden voor bij het meten van telegrafische zenders, vooral indien bovendien nog fading optreedt. Een op-

lossing hiervoor is toepassing van een zg. „overneem generator”, dit is een locale generator, waarvan men de frequentie zo nauwkeurig mogelijk gelijk maakt aan die van de te meten zender, waarna men de frequentie van deze overneem generator met de frequentie meter op de beschreven wijze bepaalt. De mate, waarin de frequentie van de overneem generator gelijk gemaakt kan worden aan die van de zender is rechtstreeks van invloed op de te bereiken meetnauwkeurigheid.

Voor het meetbereik van bv. 5—30 MHz, beperkt men soms het frequentiebereik van de overneem generator tot het gebied van 1—2 MHz, waarbij men dan een harmonische van de overneem generator gelijk maakt aan de zender frequentie. Dit heeft het voordeel, dat men voor het bepalen van de frequentie van de overneem generator niet zo'n hoog ranggetal van de harmonische van de 10 kHz standaard frequentie nodig heeft. Anderzijds moet men het ranggetal van de gebruikte harmonische van de overneem generator kennen.

Verschillende varianten en verfijningen op de beschreven meetwijze zijn mogelijk, waardoor de meetnauwkeurigheid kan worden opgevoerd. Over het algemeen brengt dit tevens een een groter aantal instel- en afregelknoppen met zich mede, terwijl goed geschoolde bediening nodig is om de gevolgen van de verschillende handelingen te kunnen overzien.

1.2 *Bezwaren van de aangegeven meetwijze.*

De beschreven wijze van frequentie meten heeft o.a. de volgende bezwaren:

a. Bij de bepaling van het gebruikte ranggetal van de harmonische van de 10 kHz standaard frequentie kunnen fouten worden gemaakt, (bv. doordat de ijking van de locale generator is verlopen, of bij de hulpberekeningen, welke men moet maken) vooral indien de te meten frequentie niet bij benadering bekend is en een hoog ranggetal van de harmonische nodig is.

b. Voor nauwkeurige metingen moet de ijking van de toon-generator regelmatig met behulp van harmonischen van een lage standaard frequentie worden nagegaan.

c. Voor de uiteindelijke bepaling van de frequentie moeten enkele, zij het eenvoudige, berekeningen worden gemaakt; het resultaat is niet direct afleesbaar.

d. Vooral bij telegrafie zenders en indien diepe fading optreedt is het moeilijk de overneem generator nauwkeurig in te

stellen op de zenderfrequentie. Dit wordt nog verergerd indien de zenderfrequentie niet constant is. De te bereiken nauwkeurigheid wordt hierdoor rechtstreeks beïnvloed.

e. Bij een meting moet een betrekkelijk groot aantal knoppen worden ingesteld of bij geregeld.

1.3 *Eisen voor een nieuwe meetinrichting.*

Bij het ontwerp van een nieuwe frequentie meetinrichting werd gestreefd te voldoen aan de volgende eisen:

- a.* Meetbereik van ca 30 Hz—30MHz.
- b.* Meetnauwkeurigheid gelijk aan de nauwkeurigheid van de gebruikte frequentie standaard ± 5 Hz of beter.
- c.* Direct afleesbaar, zonder hulpberekeningen, de uitkomst moet bij voorkeur op papier afgedrukt kunnen worden.
- d.* Zoveel mogelijk vermijden van de kans op meerduidigheid bij de instelling van de meetinrichting.
- e.* Eenvoudig in de bediening met zo weinig mogelijk instellen afregelknoppen.
- f.* Grote meetsnelheid, zodat in korte tijd een groot aantal metingen met grote nauwkeurigheid kan worden verricht.

2. *Grondslagen van de meetinrichting.*

Frequenties tot 1 MHz worden gemeten met een electronische decimaal teller (afgekort: *DT*), welke iedere sinusvormige frequentie van ca 20 Hz—1 MHz rechtstreeks aanwijst met de nauwkeurigheid van de uit de frequentie standaard afgeleide sec impulsen ± 1 Hz. Dit komt overeen met een nauwkeurigheid van $10^{-7} \div 10^{-8} \pm 1$ Hz.

De meting met de *DT* duurt slechts 1 sec. Men meet dus niet alleen zeer snel, maar bovendien krijgt men een „momentele” frequentie. Bij het meten van zenders behoeft de frequentie van de overneem generator dus slechts korte tijd gelijk te zijn aan de zender frequentie om een juiste meting te verkrijgen. Dit is van belang, indien de ontvangst zwak of gestoord is. Meet men gedurende 10 sec. dan wordt de meetnauwkeurigheid van de *DT* $\pm 0,1$ Hz i.p.v. ± 1 Hz.

Frequenties hoger dan 1 MHz worden getransformeerd naar een frequentie lager dan 1 MHz. Hiervoor zijn nodig standaard frequenties die een veelvoud zijn van 1 MHz. Deze worden verkregen met behulp van een „harmonischen kiezer.”

Ten aanzien van de benodigde apparatuur dient men onderscheid te maken tussen het meten van de frequentie van een plaatselijke generator, bv. in een laboratorium, en het meten van de frequentie van zenders, bv. in een frequentie meet- of

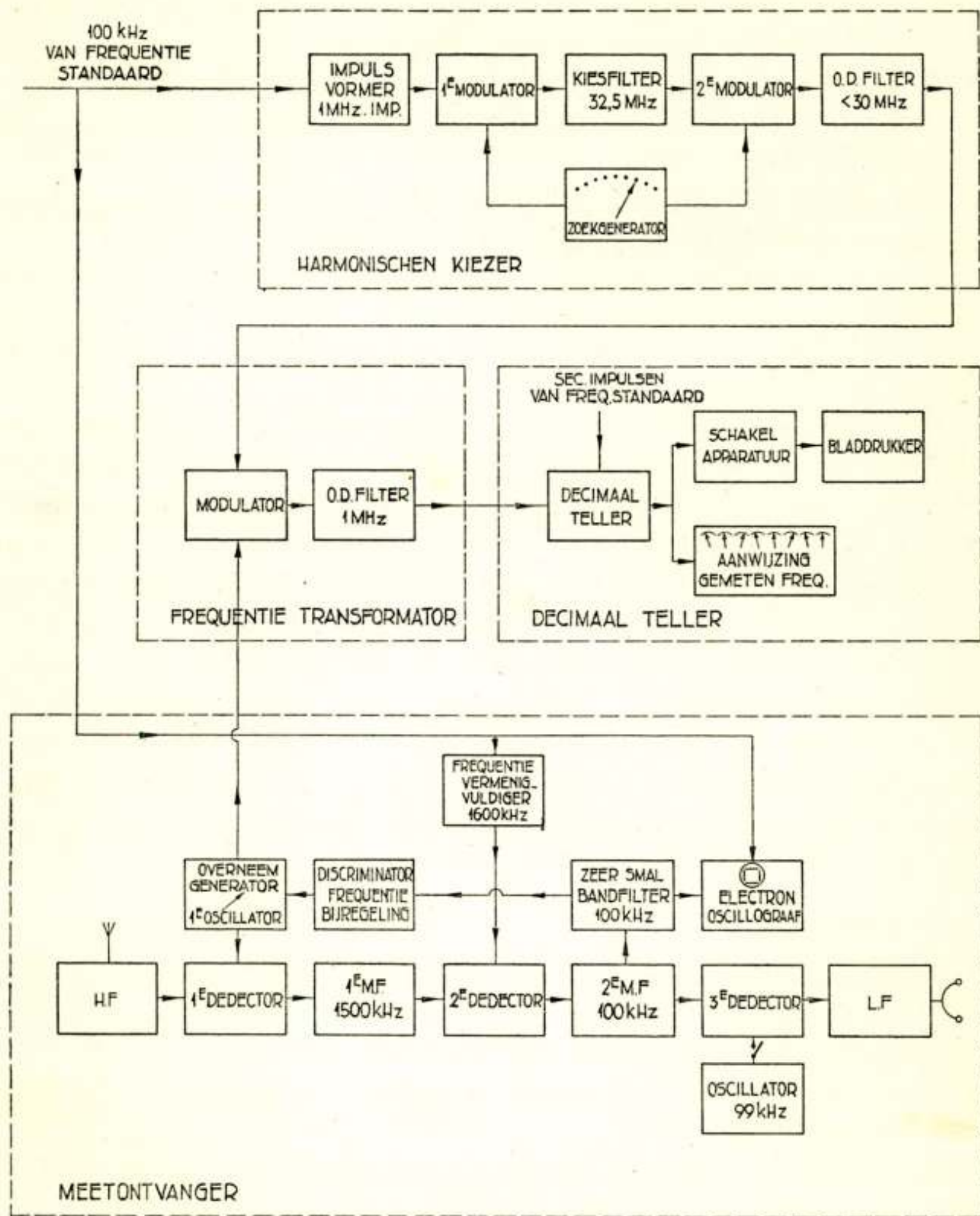


Fig. 2.

controle centrum. In het laatste geval moet de frequentie meet-apparatuur, bestaande uit harmonischen kiezer, frequentie transformator en decimaal teller, aangevuld worden met een meet ontvanger. Deze ontvanger is mede bepalend voor de te bereiken meet nauwkeurigheid.

Een blokschema van de volledige meetinrichting geeft figuur 2. Deze bestaat uit:

- a. De harmonischen kiezer voor het verkrijgen van naar wens te kiezen harmonischen van 1 MHz, tot en met de 29e harmonische, uitgaande van een standaard frequentie van 100 kHz.
- b. De frequentie transformator, waarin de te meten frequentie met behulp van het naast bij liggende veelvoud van 1 MHz, verkregen uit de harmonischen kiezer, wordt getransformeerd tot minder dan 1 MHz.
- c. De decimaal teller (DT), waarop de te meten frequentie rechtstreeks wordt afgelezen.
- d. De meetontvanger met overneem generator.

2.1 *De harmonischen kiezer.*

Een 100 kHz standaard frequentie wordt in 2 trappen veertienvoudig (5×2) tot 1 MHz. De sinus-vormige 1 MHz spanning wordt hierna omgezet in smalle impulsen met een herhaal frequentie van 1 MHz; deze impulsen bevatten alle harmonischen die een veelvoud zijn van 1 MHz. De gewenste harmonische wordt uitgekozen met een schakeling volgens de methode van dubbele modulatie, verder „harmonischen kiezer” genoemd. Men heeft hierbij geen meelopende filters nodig, doch enkel een smal band filter, zij het dan op vrij hoge frequentie; dit wordt verder met „kiesfilter” aangeduid. Alle harmonischen tot en met de 29e kunnen, zonder omschakeling van het bereik, met één knop worden gekozen.

Wij noemen:

f_s = herhaal frequentie van de impuls, afgeleid van de frequentie standaard.

f_o = midden frequentie van het kiesfilter.

$F = nf_s$ = gewenste frequentie, waarbij n = ranggetal van de harmonische.

F_{max} = frequentie van de hoogste gewenste harmonische.

f_g = frequentie, waarop de zoek generator is afgestemd.

Het harmonischen spectrum van de 1 MHz impulsen wordt in de 1e modulator (fig. 2) gemengd met de spanning van een regelbare oscillator, „zoek-generator” genoemd, welke wordt afgestemd op de frequentie $f_g = F + f_o$. Er ontstaat dus een getransformeerd frequentie spectrum, waarvan door het kiesfilter, dat op de 1e modulator volgt, alleen de frequentie f_o wordt doorgelaten. In de 2e modulator wordt dezelfde frequen-

tie f_g van de zoek generator gemengd met de frequentie f_o uit het kiesfilter. Na deze 2e modulator volgt een onderdoorlaatfilter, waarvan de grensfrequentie tussen f_o en F_{max} ligt. Na dit filter kan dan de gewenste harmonische worden afgenomen.

Bij de hier beschreven meetinrichting is $f_s = 1$ MHz.

De hoogste gewenste harmonische is de 29e, zodat $F_{max} = 29$ MHz. De doorlaat van het smalle kiesfilter werd gekozen op $f_o = 32,5$ MHz. Het frequentiegebied van de zoek generator loopt dan van $32,5 + 1 = 33,5$ MHz tot $32,5 + 29 = 61,5$ MHz. Dit kan in één bereik worden verkregen.

De grensfrequentie van het onderdoorlaatfilter ligt bij ca 30 MHz. De midden frequentie f_o van het kiesfilter en de frequentie van de zoek generator zijn gekozen boven de hoogste gewenste frequentie F_{max} , opdat na de 2e modulator, behalve de gewenste frequentie F , alle overige mengproducten boven F_{max} liggen. Deze kunnen dan met een eenvoudig onderdoorlaatfilter worden tegengehouden.

Voorbeeld.

Stel men wenst $F = 14$ MHz, de zoek generator moet dan worden afgestemd op $f_g = 14 + 32,5 = 46,5$ MHz.

Op de ingang van de 1e modulator komt:

..... 13; 14; 15; MHz en 46,5 MHz.

Na de 1e modulator komt dus op de ingang van het kiesfilter: $46,5 \pm (\dots 13; 14; 15; \dots)$ MHz = 33,5; 32,5; 31,5; MHz en 59,5; 60,5; 61,5 MHz.

Van dit frequentie spectrum laat het kiesfilter alleen de frequentie 32,5 MHz door, zodat op de ingang van de 2e modulator komt: 32,5 MHz en 46,5 MHz.

Na de 2e modulator krijgen we dus:

$$46,5 \pm 32,5 \text{ MHz} = 14 \text{ MHz en } 79 \text{ MHz.}$$

Achter het onderdoorlaatfilter blijft dus alleen de gevraagde sinusvormige spanning van 14 MHz over.

Tengevolge van de dubbele modulatie heeft een afwijking van de nominale waarde van de frequentie f_g van de zoekgenerator (in bovenstaand voorbeeld 4,65 MHz), bv. door onnauwkeurige instelling van de zoek generator, of ten gevolge van temperatuurswisselingen, geen invloed op de nauwkeurigheid van de uiteindelijk verkregen frequentie. Deze blijft steeds zuiver harmonisch t.o.v. de standaard grondfrequentie. Alleen de amplitude kan

veranderen doordat de in de 1e modulator opgewekte frequentie scheef in het kiesfilter komt te liggen.

De afstemming van deze generator, waarvan het bereik loopt van 33,5 MHz ÷ 61,5 MHz, is dus helemaal niet kritisch. De schaal is dan ook rechtstreeks geïjkt van 1 ÷ 29 MHz. Door toepassing van een grote variabele condensator met cirkelvormige platen in serie met een kleine vaste capaciteit is een vrijwel lineaire schaal verkregen over 180° van de schaal.

Men kan dus met één knop, waarvan de instelling niet kritisch is, elke frequentie kiezen die een veelvoud is van 1 MHz, en wel tussen 1 en 29 MHz. Elke afgegeven frequentie heeft daarbij de nauwkeurigheid van de gebruikte frequentie standaard.

De doorlaatfrequentie f_0 van het kiesfilter werd gekozen op een frequentie, die geen veelvoud is van de impuls frequentie, omdat anders de harmonische van de impuls frequentie die gelijk is aan f_0 , altijd in het doorlaat gebied van het kiesfilter valt, onafhankelijk van de in de 1e modulator gevormde frequentie. Bovendien werd de impulsbreedte zodanig gekozen, dat de amplituden van de harmonischen, die het dichtst bij het doorlaatgebied van het kiesfilter liggen, minimum zijn.

Enerzijds is het gewenst de bandbreedte van het kiesfilter zo breed mogelijk te maken, waardoor de instelling van de zoek-generator vergemakkelijkt wordt.

Anderzijds moeten de het dichtst bij f_0 liggende frequenties uit het frequentie spectrum na de 1e modulator, welke veelvouden van de impuls frequentie verschillen met f_0 , reeds voldoende (d.w.z. 50 à 60 dB) gedempt zijn. Hierbij dient nog rekening gehouden te worden met de afwijking, welke de zoek-generator kan hebben van zijn nominale frequentie, hetgeen de toelaatbare bandbreedte verkleint.

Het kiesfilter op 32,5 MHz bestaat uit 3 versterker trappen met in totaal 4 op 32,5 MHz afgestemde kringen, waarbij ter vermindering van de demping het rooster telkens op een aftakking van de spoel wordt geplaatst.

Figuur 3 geeft de dempingskromme van het filter, de bandbreedte tussen de 3 dB punten is 50 kHz. Bij 0,5 MHz naast de midden frequentie f_0 is de demping ca 50 dB.

Het onderdoorlaatfilter na de 2e modulator bestaat uit 4 constant k secties en 1 afgeleide sectie. Het heeft een symmetrische in- en uitgang, aangepast aan een afgeschermd kabel. De demping bij 32 MHz is ca 45 dB.

Ten behoeve van laboratorium gebruik is bovendien nog een breedband versterker voor het gebied van 1–30 MHz toegevoegd, waarbij aan de uitgang een spanning van 0,5 V over 80 Ohm beschikbaar is. Deze brede-band versterker is voor de frequentie meetinrichting als zodanig niet nodig.

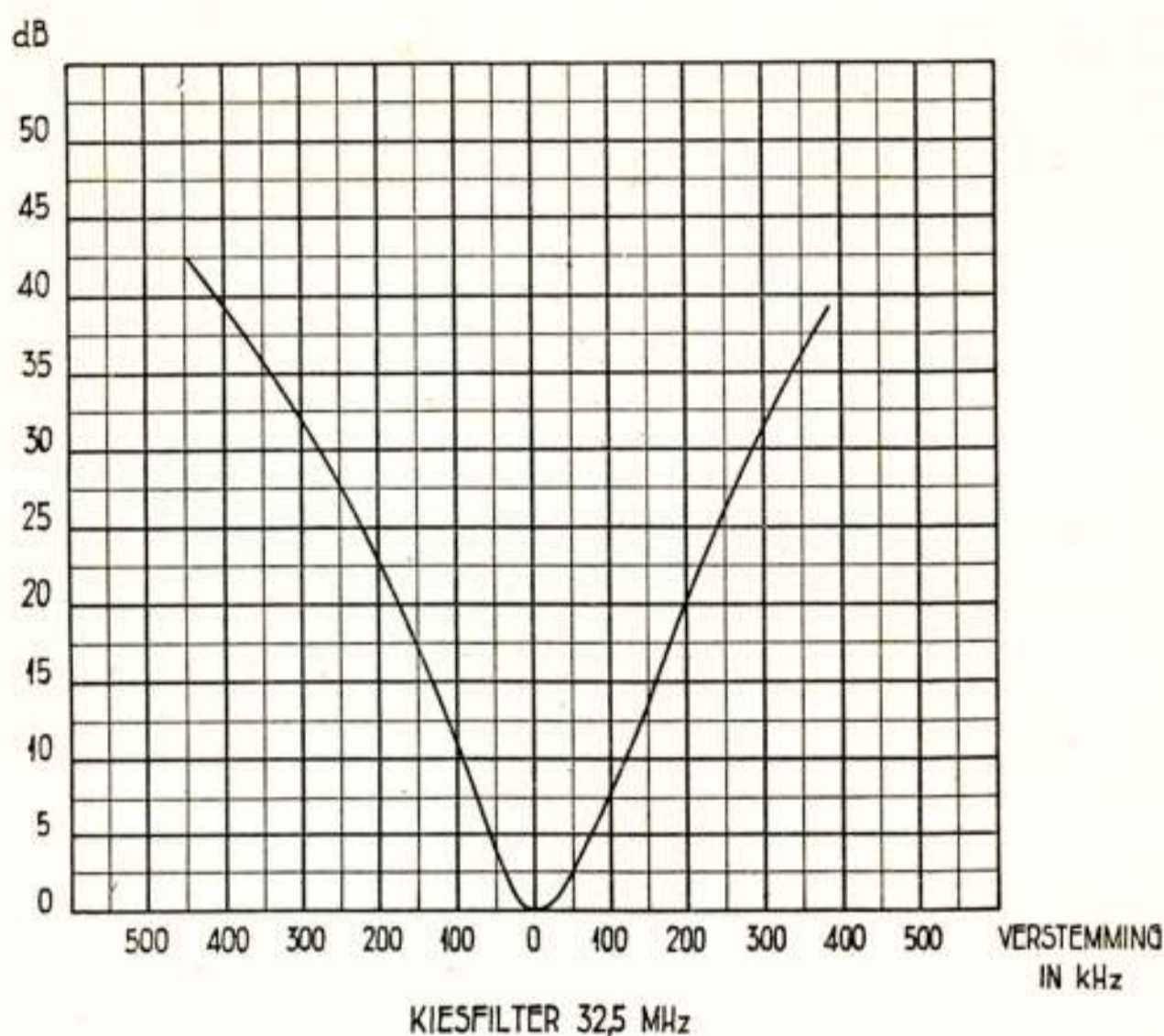


Fig. 3.

2.2 De frequentie transformator.

Aan de frequentie transformator wordt toegevoerd de te meten frequentie en de naastbij liggende harmonische van 1 MHz uit de harmonischen kiezer, zodat de verschil frequentie kleiner dan 1 MHz is en door de decimaal teller kan worden gemeten. Na de modulator volgt een onderdoorlaatfilter met een grensfrequentie van 1 MHz, welke de overige mengproducten tegenhoudt.

Een uitgangsmeter na het onderdoorlaat filter geeft aan wanneer een verschilfrequentie kleiner dan 1 MHz ontstaat.

Men vindt bij draaien aan de afstemknop van de zoek generator voor elke onbekende frequentie twee uitslagen op deze uitgangsmeter, nl. één voor de naastbij zijnde onderliggende harmonische van de 1 MHz impulsen en één bij de eerst volgende, en dus boven liggende, harmonische.

Ook indien de te meten frequentie niet bij benadering bekend is, kan men dus zeer gemakkelijk bepalen tussen welke twee opeenvolgende harmonischen van de 1 MHz hij ligt. Men heeft hiertoe slechts één knop te verdraaien.

Indien de onbekende frequentie ongeveer een geheel veelvoud is van 1 MHz krijgt men bij drie opeenvolgende standen van de zoek generator een uitslag op de uitgangs meter. Er zijn dan namelijk 3 verschillende frequenties welke door het onderdoorlaat filter komen, nl. achtereenvolgend: 1e een frequentie welke iets minder is dan 1 MHz, 2e een zeer lage frequentie en 3e een frequentie welke iets meer is dan 1 MHz. Deze 3 frequenties zijn alle met de *DT* te meten. Uit het resultaat volgt ondubbelzinnig de waarde van de onbekende frequentie, zodat ook dit bijzondere geval geen moeilijkheden oplevert.

Men kiest bij voorkeur die naastbij liggende harmonische, welke onder de te meten frequentie ligt, omdat dan de aanwijzing van de *DT* kan worden opgeteld bij de gekozen harmonische. Neemt men de bovenliggende harmonische, dan moet het complement van de aanwijzing van de *DT* worden genomen.

Er doet zich evenwel een moeilijkheid voor, indien de onbekende frequentie ligt tussen 1 en 2 MHz. In de frequentie transformator moet dan 1 MHz worden bijgevoegd. Er ontstaan dan naast de gewenste verschil frequentie ook nog de som frequentie, de onbekende frequentie en de bijgemengde 1 MHz. Behalve de som frequentie moeten ook de beide laatst genoemde frequenties door het 1 MHz ondoorlaat filter worden tegengehouden. Dit kan niet gebeuren door de grensfrequentie van dit filter te verlagen tot onder 1 MHz, omdat dan frequenties, welke iets minder zijn dan ongeveer een veelvoud van 1 MHz en waarvan dus de verschilfrequentie na frequentie transformatie bijna 1 MHz bedraagt, ook zouden worden tegengehouden en dus niet gemeten kunnen worden. De modulator werd daarom uitgevoerd als balans modulator, waarbij de te meten frequentie én de gekozen harmonische uit de harmonischen kiezer beide in balans worden toegevoerd, terwijl voor de uitgangs keten de anoden van de beide modulator buizen parallel geschakeld zijn. De onderdrukking van de genoemde, niet gewenste, frequenties blijft evenwel ten dele nog onvoldoende. Daarom wordt voorlopig voor het meetgebied van $1 \div$ ca 1,4 MHz de bovenliggende harmonische genomen, waarbij dus het complement van de aanwijzing van de *DT* in rekening moet worden gebracht. Enkele

andere oplossingen van dit probleem zijn in onderzoek, teneinde deze „schoonheids fout” op te heffen. De meetnauwkeurigheid wordt er evenwel niet door verminderd.

2.3 *De decimaal teller (DT).*

De elektronische decimaal teller is van een gebruikelijk type, meet elke sinusvormige frequentie van ca 30 Hz — 1 MHz en wijst het resultaat rechtstreeks op meters aan.

Bovendien zijn een aantal relais in de schakeling opgenomen, waardoor het mogelijk is de door *DT* aangegeven meetuitkomst met een normale bladdrukker in cijfers af te drukken.

De meting met de *DT* zelf duurt juist één seconde. In de hierop volgende seconde wordt begonnen met het afdrukken van deze meting. Elke twee seconden kan zodoende een meting worden verricht. Men kan op deze wijze in korte tijd bv. het frequentie verloop van een generator opmeten met de nauwkeurigheid van de van de frequentie standaard afgeleide seconde impuls ± 1 Hz.

Voorts is het nog mogelijk van een lange reeks metingen aan dezelfde generator of zender, naar verkiezing twee cijfers van de gemeten frequentie, bv. de beide laatste cijfers of elk ander gewenst paar, met een zelfregistrerende meter op te nemen. Men krijgt zodoende rechtstreeks een grafiek van het frequentie verloop.

2.4 *De meet ontvanger.*

Voor het meten van de frequentie van zenders is bovendien een ontvanger nodig. Bij telegrafie zenders en in het algemeen bij snelle en diepe fading is het zeer moeilijk het signaal van de zender zelf met de geëiste nauwkeurigheid te meten. Daarom wordt gebruik gemaakt van een z.g. „overneem generator” dat is een locale generator waarvan de frequentie gelijk wordt gemaakt aan die van de zender, waarna de frequentie van deze overneem generator op de reeds beschreven wijze wordt gemeten.

In de verdere beschrijving beperken wij ons tot het frequentie gebied van 5—30 MHz. In dit gebied liggen de meeste intercontinentale radio verbindingen, terwijl hier ook aan de apparatuur de zwaarste eisen worden gesteld.

De ontvanger komt in beginsel overeen met de nieuwste, door het radio laboratorium der PTT ontworpen, ontvanger

voor commercieel verkeer.¹⁾ Omdat de ontvanger nu bestemd is voor het meten van frequenties, werden enkele wijzigingen aangebracht ter bereiking van de geëiste meet nauwkeurigheid.

De 1e midden frequentie ligt op 1500 kHz. De frequentie van de eerste oscillator is 1500 kHz hoger gekozen dan de frequentie van de zender. Deze eerste oscillator dient nu tevens als overneemgenerator, waarvan de frequentie op de aangegeven wijze wordt gemeten. De zender frequentie is dus 1500 kHz lager, dan deze oscillator frequentie.

De nauwkeurigheid waarmede de frequentie van de zender gemeten kan worden, wordt, behalve door de meet nauwkeurigheid van de frequentie meter zelf, mede bepaald door de afwijking welke de frequentie van de eerste oscillator kan hebben van de juiste frequentie, nl. zender frequentie + 1500 kHz. De eerste oscillator is voorzien van automatische frequentie bijregeling, waardoor de frequentie afwijkingen kleiner blijven dan ± 5 Hz. Het is mogelijk dit gebied nog verder te vernauwen, doch een grotere meet nauwkeurigheid is, in het frequentie bereik van de ontvanger, niet nodig.

De tweede midden frequentie is 100 kHz, waartoe de tweede mengfrequentie is gekozen op 1600 kHz. Deze laatste wordt afgeleid van de 100 kHz standaard frequentie, zodat de 2e mengfrequentie geen oorzaak kan zijn van meetfouten.

De bijregelketen bestaat uit een zeer smal kristal bandfilter op 100 kHz met een bandbreedte van ± 50 Hz, gevolgd door een versterker, begrenzer en discriminator. De regelspanning bekrachtigt de spannings-spoel van een Ferraris motor, waarvan de as, via een tandwiel-vertraging, is gekoppeld met een kleine variabele condensator, welke parallel is geschakeld aan de afstem condensator van de 1e oscillator. De bijregeling werkt zowel bij telefonie-zenders met en zonder onderdrukte draaggolf, als voor telegrafie-zenders, welke gesleuteld worden in de draaggolf zelf (z.g. „on-off”) of die werken met frequentie-modulatie („frequency shift”).

Voor verdere bijzonderheden van de ontvanger wordt verwezen naar het boven genoemde artikel.

De uitgang van het smalle kristal-filter op 100 kHz is ook verbonden met de horizontale platen van een kathodestraal oscillograaf, terwijl de verticale platen op een 100 kHz stan-

¹⁾ C. T. F. van der Wijck. Een moderne telegrafie ontvanger. Tijdschrift van het Nederlands Radio Genootschap, deel XIV nr 2, Maart 1949.

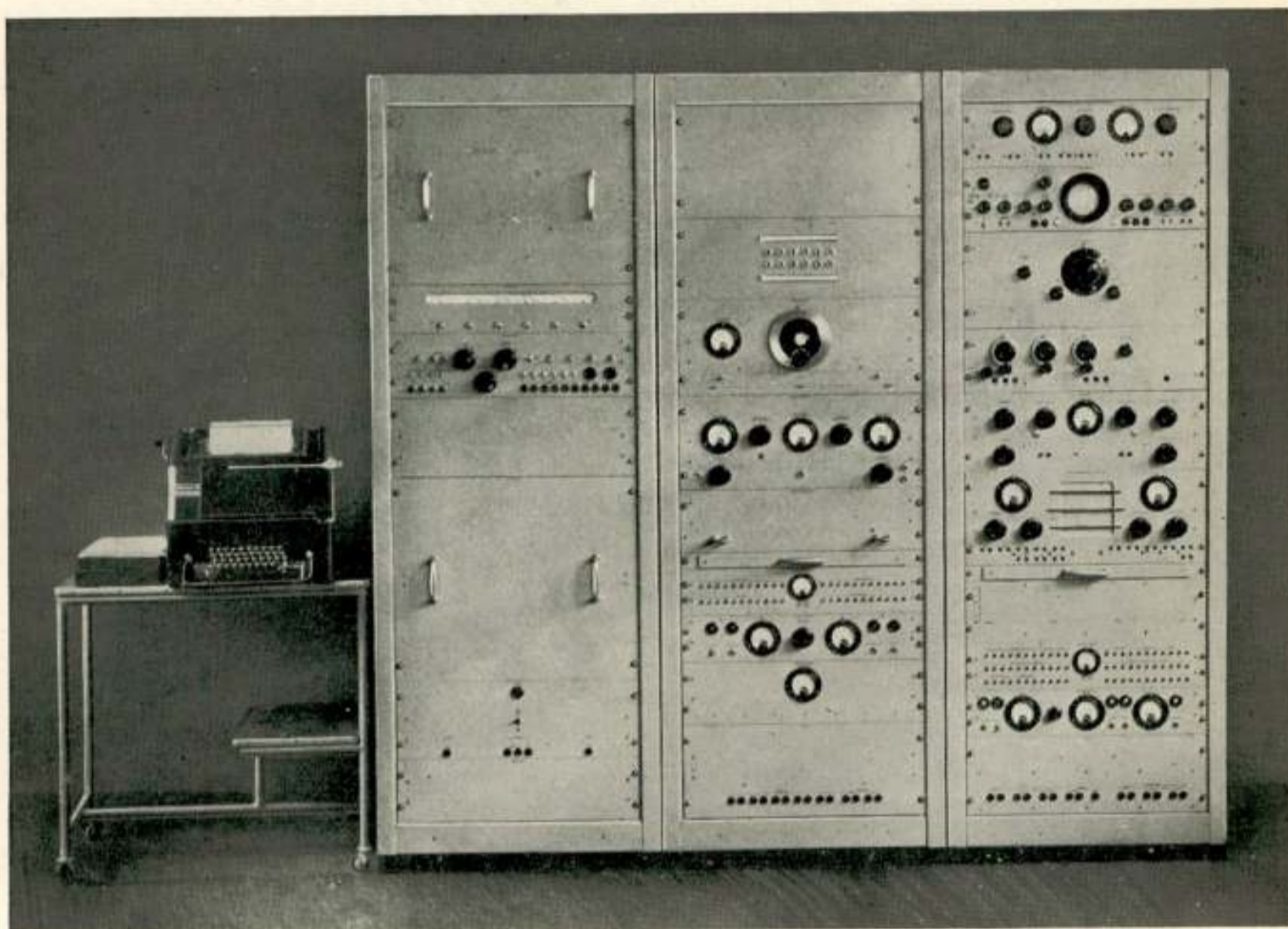


Fig. 4.

daard frequentie zijn aangesloten. Omdat de 2e mengfrequentie is afgeleid van de frequentie standaard, is een stilstaande Lissajous figuur (ellips) een scherpe aanduiding dat de frequentie van de 1e oscillator (tevens overneem generator) nauwkeurig gelijk is aan de zender frequentie + 1500 kHz. Indien de figuur niet stil staat geeft zij een aanwijzing omtrent de frequentieafwijking, welke er na de automatische bijregeling nog overblijft.

In geval de automatische frequentie bijregeling niet goed kan werken, bv. bij zwakke ontvangst, kan men met behulp van de kathodestraal oscillograaf de 1e oscillator zo goed mogelijk met de hand afstemmen. Aangezien de meting met de *DT* slechts 1 seconde duurt, behoeft de 1e oscillator maar gedurende korte tijd de juiste afstemming te hebben voor een nauwkeurige meting.

De afregeling zonder automatische bijregeling is uiteraard moeilijker en kost meer tijd, vooral indien men een aantal achtereenvolgende metingen van dezelfde zender wil hebben, waarbij de ontvanger vaak opnieuw moet worden bijgesteld.

Ofschoon het voor de frequentie bijregeling als zodanig niet nodig is, wordt het signaal van de zender, na de 2e midden frequentie op 100 kHz, gedetecteerd, of met een hulp frequentie gemengd, waardoor een hoorbaar signaal ontstaat, dat kan worden beluisterd, of met behulp van een bandschrijver of bladdrukker in morse tekens of drukletters kan worden omgezet. Men kan zo o.a. de naam en het land van herkomst van de zender bepalen.

De frequentie welke men uiteindelijk meet is die van de overneem generator, welke 1500 kHz hoger is dan de te meten zender frequentie. Dit voor elke meting constante verschil is op eenvoudige wijze in de schakeling te verwerken, zodat de decimaal teller toch de werkelijke frequentie van de zender aanwijst of via de bladdrukker op papier zet. Hulp berekeningen zijn dan dus niet nodig.

3. Slot opmerkingen.

Fig. 4 geeft een afbeelding van een volledige frequentie meetinrichting. In de linker stelling bevindt zich de decimaal teller met de relais schakel apparatuur. De middelste stelling bevat de harmonischen kiezer, de frequentie transformator en de breedband versterker. De grote afstemschaal is de in MHz geïjkte schaal van de zoek generator. In deze stelling zijn nog enkele

panelen leeg. In de derde stelling is de meetontvanger van 5 – 30 MHz ondergebracht. Aangezien deze ontvanger tevens voor verschillende andere laboratorium doeleinden wordt gebruikt, is hij omvangrijker en bevat meer knoppen dan voor de frequentie meetinrichting als zodanig nodig is.

De beschreven frequentie meetinrichting is ontwikkeld en gebouwd door het Radio Laboratorium der PTT. Voor de ontwikkeling van de apparatuur moge nog in het bijzonder worden genoemd de heer J. G. Coster voor de harmonischen kiezer en frequentie transformater, de heer Ch. J. Sanders voor de decimaal teller met bijbehorende schakel apparatuur en de heer P. J. Hooymans voor de meetontvanger.

Ontwerp en constructie van holle-ruimte-golfmeters voor cm-golven

door M. L. Toppinga

Phys. Lab. RVO—TNO.

Voordracht, gehouden voor het Nederlands Radio Genootschap op 19 Jan. 1951.

SUMMARY

This article describes the method of design which can be adopted in constructing a cavity-wavemeter for microwave measurements.

It comes out, that the graphical and nomographical method described, gives a design with features which can be predicted fairly well. Use is made of data which have been published in the technical literature.

The method adopted is applicated in designing a cavity-wavemeter with certain properties, in the 5—7 cm wavelength band.

Attention is paid to the way of excitation and detection; also to a method of suppression of unwanted modes.

A graph gives a survey of the position of the wanted and unwanted modes, relative to each other, and is a result of calibration.

The method of calibration and the obtained accuracy is discussed in detail in the „Discussion.”

Some photographs are included, to give an impression of the design. Additional literature is added.

Inleiding.

Bij praecisie-metingen in het cm-golfgebied komt telkens de behoefte naar voren een instrument te hebben, dat aangeeft:

- a. bij welke frequentie men werkt, en
- b. hoe constant die frequentie is.

Teneinde nu hieraan tegemoet te komen, werden diverse golfmeters met succes geconstrueerd, waarbij gebruik gemaakt werd van de verschillende gegevens, zoals die in de literatuur zijn te vinden. Aangezien bij het bestuderen van de daarop betrekking hebbende publicaties bleek dat een ontwerp practisch zonder rekenen tot stand kan komen, en een artikel, dat alle daartoe noodzakelijke gegevens bevat, eigenlijk niet bestaat, werd hieraan

de motivering ontleend de verworven methodiek te beschrijven en toe te lichten aan een uitgewerkt ontwerp.

In het navolgende zal slechts sprake zijn van veldruimten van cirkelcylindrische opbouw, waarbij al dan niet een centrale geleider aanwezig is.

De notatie van de fundamentele grootheden is aangepast aan het tableau, zoals dat is gepubliceerd in een artikel van I. G. Wilson. c.s.¹⁾.

Theoretische beschouwingen.

Uitgaande van de bekende Maxwell-vergelijkingen, geldend voor een ruimte met een plaats-onafhankelijke diëlectrische constante ε , permeabiliteit μ en geleidbaarheid g , vinden we de differentiaalvergelijking:

$$-\nabla^2 \bar{z} + \frac{4\pi g \mu}{c^2} \cdot \frac{\delta \bar{z}}{\delta t} + \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\delta^2 \bar{z}}{\delta t^2} = 0$$

Hierbij is de \bar{z} de zgn. potentiaal van Hertz, terwijl de rekening in het stelsel van Gauss heeft plaatsgevonden²⁾.

Aannemende dat de veldgrootheden evenredig zijn aan $e^{j\omega t}$ vinden we onder invoering van

$$-\frac{4\pi g j\omega \mu}{c^2} + \frac{\omega^2 \varepsilon \mu}{c^2} = k^2, \\ \nabla^2 \bar{z} + k^2 \bar{z} = 0$$

Aangezien hier sprake is van een cirkel-cylindrisch probleem, vindt de uitschrijving plaats in cylinder-coördinaten: ϱ , Θ en z .

We krijgen dan de navolgende differentiaalvergelijkingen voor z_ϱ , z_Θ en z_z :³⁾

$$\frac{\delta^2 z_\varrho}{\delta \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\delta z_\varrho}{\delta \varrho} - \frac{z_\varrho}{\varrho^2} + \frac{\delta^2 z_\varrho}{\delta z^2} + \frac{1}{\varrho^2} \frac{\delta^2 z_\varrho}{\delta \Theta^2} - \frac{2}{\varrho^2} \cdot \frac{\delta z_\Theta}{\delta \Theta} + k^2 z_\varrho = 0$$

$$\frac{\delta^2 z_\Theta}{\delta \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\delta z_\Theta}{\delta \varrho} - \frac{z_\Theta}{\varrho^2} + \frac{\delta^2 z_\Theta}{\delta z^2} + \frac{1}{\varrho^2} \cdot \frac{\delta^2 z_\Theta}{\delta \Theta^2} + \frac{2}{\varrho^2} \frac{\delta z_\varrho}{\delta \Theta} + k^2 z_\Theta = 0$$

$$\frac{\delta^2 z_z}{\delta \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\delta z_z}{\delta \varrho} + \frac{\delta^2 z_z}{\delta z^2} + \frac{1}{\varrho^2} \frac{\delta^2 z_z}{\delta \Theta^2} + k^2 z_z = 0$$

¹⁾ I. G. Wilson, C. W. Schramm, J. P. Kinzer: Bell Syst. Techn. J. **25**, 1946, 408.

²⁾ G. J. Elias, Theorie van het Electromagnetische veld. dl. II, eerste stuk, pag. 47.

³⁾ ibidem pag. 131.

ERRATA

Deel XVI — No. 4 — Juli 1951

Artikel Ir M. L. Toppinga:

Ontwerp en constructie van holle-ruimte-golfmeters voor cm-golven.

Pag. 187, regel 22: $\bar{E} = \Delta \times (\Delta \times \bar{z})$ moet zijn $\bar{E} = \nabla \times (\nabla \times \bar{z})$

24: $j \frac{ck^2}{\omega\mu} (\Delta \times \bar{z})$ " " $j \frac{ck^2}{\omega\mu} (\nabla \times \bar{z})$

" 188, " 2: *TH(E)*-golven " " *TM(E)*-golven

" 193, " 29: monogram " " nomogram

" 194, " 30: bovending " " bovendien

" 203, " : L. H. Shawe, etc.: part IIIa, moet zijn part IIIA.

" 207, " : onderschrift grafiek I. Het tussen () geplaatste moet luiden: (verbetering van grafiek 8 van Allan en Curling).

In de bespreking van het boek *Televisie* in hetzelfde nummer komt de zinsnede voor: „welke o.i. alleen voor de televisie-technicus van belang zijn”; dit moet natuurlijk zijn: „welke o.i. *niet* alleen voor de televisie-technicus van belang zijn”.



Stellen we onze grootheden evenredig aan: $e^{jl\theta}$, e^{jk_3z} en voeren we als nieuwe variabelen in:

$$z_1 = z_\theta + jz_\rho \quad \text{en} \quad z_2 = z_\theta - jz_\rho,$$

dan vinden we voor z_1 en z_2 differentiaalvergelijkingen van het type Bessel met oplossingen van de gedaante:

$$z_1 = \{C_1 \cdot J_{l-1}(\rho \sqrt{k^2 - k_3^2}) + C'_1 \cdot Y_{l-1}(\rho \sqrt{k^2 - k_3^2})\} \cdot e^{jl\theta} \cdot e^{jk_3z} \cdot e^{j\omega t}$$

en

$$z_2 = \{C_2 \cdot J_{l+1}(\rho \sqrt{k^2 - k_3^2}) + C'_2 \cdot Y_{l+1}(\rho \sqrt{k^2 - k_3^2})\} e^{jl\theta} \cdot e^{jk_3z} \cdot e^{j\omega t}$$

Hieruit volgen dan weer z_ρ en z_θ .

Het zal duidelijk zijn, dat het er niet toe doet, welke tweede oplossing men gebruikt. Immers de in gebruik zijnde tweede oplossingen staan of wel in lineaire relatie tot elkaar, dan wel zijn opgebouwd uit de bedoelde uitdrukkingen, aangevuld met een constante vermenigvuldigd met de eerste oplossing. Men zie bv. in dit verband het werk van Whittaker en Watson¹⁾ alwaar tevens nadere litteratuur.

De differentiaalvergelijking voor z_z levert geen moeilijkheden en dus is tevens z_z bekend te veronderstellen.

Nu is uit de potentiaal van Hertz \bar{z} de \bar{E} af te leiden volgens:

$$\bar{E} = \Delta \times (\Delta \times \bar{z})$$

terwijl de H volgt uit:

$$j \frac{ck^2}{\omega\mu} (\Delta \times \bar{z})$$

We kunnen dus aannemen, dat we de uitdrukkingen voor E_ρ , E_θ , E_z , H_ρ , H_θ en H_z kennen.

We gaan nu $\varepsilon = \mu = 1$ en $g = 0$ stellen en het begrensde cilindrische probleem bezien.

Trachten we ter bepaling van de verschillende onbekenden, door het invoeren van de randwaarden, deze op te lossen (alg. met binnengeleider), dan blijkt, in de onderstelling, dat het geleidingsvermogen van de wand oneindig groot is, dat slechts dan een bevredigende gang van zaken verkregen wordt, indien

¹⁾ E. T Whittaker. G. N. Watson: A. course of Modern Analysis. — Cambridge university Press — 1946.

2 onafhankelijke oplossingen worden ondersteld, nl. de zg. $TE(H)$ - en $TH(E)$ -golven. (Transversaal-Electrische Golven en Transversaal-Magnetische Golven).

Deze golftypen zijn los van elkaar mogelijk en bevredigen ieder voor zich de randwaarden. Dit volgt uit de consequente uitwerking van de vergelijkingen, die worden verkregen uit de continuïteitsvoorwaarden aan de grensvlakken, onderstellende dat het geleidingsvermogen van de wanden oneindig groot is.

Men zie in verband met het opzetten van de randwaardevergelijkingen bijv. het eerder vermelde werk van Elias, pag. 134 e.v.

Uit bovenstaande volgt dan o.a. een waarde voor het argument van de Besselfunctie: $a/2 \sqrt{k^2 - k_3^2}$ met $a =$ diameter van de beschouwde veldruimte.

Noemen we deze waarde algemeen: r_{lm} , dan zal duidelijk zijn, dat $\sqrt{k^2 - k_3^2}$ bepaald is, bij gegeven a .

De waarde van k_3 is dus gefixeerd. De golflengte in de z -richting ligt dus vast.

De veldgrootheden zijn nu dus bekend als functie van de straal ρ en als functie van Θ . Tevens is de golflengte in de z -richting bekend.

Opgemerkt zij nog dat l een reeks van gehele waarden aan kan nemen, aangezien na een geheel aantal malen 2π van het argument $l\Theta$ de oplossing in zichzelf moet overgaan: $l = 0, 1, \dots$

Bij afsluiting met eindvlakken zal de golf, die tot nu toe zuiver lopend is geweest, in zijn geheel worden teruggekaatst, en zal een staand golf-patroon optreden. Het zal duidelijk zijn, dat de eindvlakken een bepaalde afstand van elkaar verwijderd moeten zijn, teneinde de gereflecteerde golf aan het nog niet beschouwde afsluitvlak de reeds heenlopende golf te doen zijn. Is dit het geval, dan hebben we een resonantie-toestand.

Hieraan zal zijn voldaan indien:

$$\frac{2r_{lm}}{a} = \sqrt{k^2 - k_3^2}, \text{ met } k_3 = \frac{n \cdot \pi}{L} \quad (L = \text{lengte resonator en } n = 1, 2, \dots).$$

Aangezien $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{(2\pi)^2}{\lambda^2}$, met $\lambda =$ vrije ruimte golflengte, vinden we na omvormen de resonantie-formule voor de ruimte

$$\text{van cilindrische opbouw: } \frac{a}{\lambda} = \sqrt{\frac{n^2}{4} \cdot \frac{a^2}{L^2} + \frac{r_{lm}^2}{\pi^2}} \quad .1)$$

¹⁾ Een grafische voorstelling van deze formule voor $n = 1$ en $r_{lm} = 3,832$ vindt men in: H. R. Allan, C. D. Curling, J. I. E. E. **95**, P. III, 1948, 473. fig. 4

Nomenclatuur.

De verschillende trilvormen, die onder zijn te verdelen in *TE* en *TM* typen, worden, zoals uit het voorgaande is gebleken, gekenschetst door drie indices: l , m en n .

l : een geheel getal, dat de waarden $0, 1, \dots$ kan doorlopen en aangeeft hoeveel „hele golven” men op de omtrek van de veldruimte waarneemt.

n : een index, die de waarden $\frac{0, 1, \dots (TM)}{1, 2, \dots (TE)}$ kan aannemen, geeft aan, hoeveel „halve golven” men op de hoogte L aantreft.

m : deze index is voor het eerst opgetreden bij de grootheid r_{lm} . r_{lm} wordt verkregen uit:

$$J_l(x) = 0 \quad (TM: \text{circulaire cilinder})$$

$$J'_l(x) = 0 \quad (TE: \quad \quad \quad \quad \quad \quad)$$

$$J_l(\eta x) \cdot Y_l(x) - J_l(x) \cdot Y_l(\eta x) = 0 \quad (TM: \quad \quad \quad \quad \quad \quad \text{met binnengeleider})$$

$$J'_l(\eta x) \cdot Y'_l(x) - J'_l(x) \cdot Y'_l(\eta x) = 0 \quad (TE: \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad)$$

en vormt daarvan de m^e wortel naar x .

$$\eta = \frac{\text{diam. binnengel.}}{\text{diam. boring}} \quad \text{en} \quad x = \frac{a}{2} \sqrt{k^2 - \frac{n^2 \pi^2}{L^2}}$$

Als eerste wortel wordt beschouwd die wortel, die van nul verschilt.

We kunnen nu de trilwijze karakteriseren door bijv. te spreken van een TM_{lmn} verstoring in onze resonator.

Indien we rekening houden met limietsituaties, waarbij we de circulaire cilinder beschouwen als te zijn ontstaan uit de coaxiale configuratie¹⁾, dan mogen we samenvattend zeggen dat de resp. indices aangeven:

- a). l : het aantal „hele golven” langs de omtrek;
- b). m : het aantal „halve golven” langs de straal voor E_θ , dan wel E_z . Immers Borgnis laat zien, dat de velden in een resonator van het beschreven type *zonder* binnengeleider een limiet-geval zijn van die in een overeenkomstige holle ruimte *met* binnengeleider. Daardoor is het mogelijk te spreken van een „halve golf” voor E_θ (E_z) over de straallengte, ook voor het geval *geen* binnengeleider aanwezig is.

¹⁾ F. Borgnis: Hochfrequenztechn. und Elektro-akust. Band 56, 47, Aug. 1940. fig. 3, 4, 9 en 10.

Verwarringen met betrekking tot de nomenclatuur tengevolge van elektrische veldmaxima *op* de as — indien geen binnengeleider aanwezig is — zijn dan tevens uitgesloten. En ten slotte

c). n : het aantal „halve golven” langs de as.

Door deze limietbeschouwing wordt tevens bereikt, dat een veld, zoals dat aanwezig is in een coaxiaal circulair-cylindrische configuratie, dezelfde indices heeft als dat daarmee samenhangende voor de overeenkomstige niet-coaxiale resonator.

We beschouwen het laatste veld als te zijn ontstaan uit het eerste door de diameter van de binnengeleider tot nul te laten naderen. De resonantie-frequentie behorend bij deze limietovergang is een continue functie van de variable η .

Veldvormen.

Een schematisch overzicht van de verschillende golfvormen vindt men in het reeds genoemde tableau in het artikel van de hand van Wilson, Schramm en Kinzer.¹⁾ (Men lette op de M.K.S. eenheden!) In een volgend artikel geven Wilson en Kinzer²⁾ een idee van de stroomverdeling in de wanden van circulaire cylinders. Tevens vindt men daar zeer suggestieve voorstellingen van de effecten aan de eindvlakken, aansluitend aan het vermelde grafische werk.

Tevens mag in dit verband niet onvermeld blijven het artikel van Wells.³⁾

Onze aandacht zal van nu af aan zijn geconcentreerd op het resonantiepatroon TE_{011} , in een circulair cilindrische configuratie, met of zonder binnengeleider. Het zal nl. blijken, dat bij het ontwerp van dit verstoringpatroon gebruik wordt gemaakt.

Het ontwerp.

De eisen, die aan het te construeren apparaat werden gesteld, waren:

1) Bereik: $5 \simeq 7$ cm golflengte, met speciale aandacht voor $\lambda = 5,31$ cm en $\lambda = 6,54$ cm.

¹⁾ I. G. Wilson, C. W. Schramm, J. P. Kinzer; Bell Syst. Techn. J. **25**, 1946, 408.

²⁾ J. P. Kinzer, I. G. Wilson; Bell Syst. Techn. J. **26**, 1947, 31. fig. 3,40; 5,43; 8,45; 10; 11 en 41.

³⁾ E. M. Wells, Marconi Review, **11** no. 4, 1948, 124. fig. 5, 6 en 4.

- 2) Het instrument behoefde geen absolute golfmeter te zijn (absoluut tot op 1 op 10^3 voldoende), echter moesten wel frequentie variaties van de orde van 1 op 10^4 gedetecteerd kunnen worden. Dit, teneinde te weten, of de meetoscillator gedurende de metingen constant geweest was tot op 1 op 10^4 op de eenmaal ingestelde frequentie (zie boven). M.a.w. de kringkwaliteit moest zijn van de orde van 10^4 voor de eerder genoemde golflengten.
- 3) De kringkwaliteit moest kunnen worden gemeten met behulp van de verstemmingsmethode.
- 4) Het werd wenselijk geacht geen gebruik te maken van kortsluitzuigers (niet stabiel) of zg. „choke”-zuigers.¹⁾ (zie tevens punt 5).
- 5) De afmetingen moesten zo klein mogelijk zijn.

Uitgaande van *punt 5* kunnen we meteen al opmerken, dat van alle trilvormen er slechts die in aanmerking komen, die voldoende lage indices hebben.

Kinzer en Wilson vermelden nu in hun artikel²⁾, dat het waarschijnlijk is, dat bij vastgelegde Q , de TE_{01n} -familie het kleinste volume geeft bij een circulaire cylinder en bij gefixeerde λ . Aangezien tevens de stroomverdeling dan dusdanig is, dat aan *punt 4* zonder bezwaar kan worden voldaan, zal gestreefd worden naar een ontwerp van het TE_{011} -type (n : minimaal, dus golfmeter zo kort mogelijk).

Daar de mogelijkheid aanwezig is, dat de gestelde eisen niet kunnen worden bevredigd met een circulair-cylindrische constructie, zal tevens in aanmerking moeten worden genomen het feit, dat een cilindrische afstem-pen, beweegbaar langs de cylinder-as, mogelijk gewenst is. Daarbij geldt de overweging, dat de kring-kwaliteit-zonder pen continu in die behorende bij volledige pen-indringing zal overgaan en dus steeds een behoorlijke waarde zal blijven houden, aangezien we van een (vermoedelijk) maximale waarde uitgingen. De curve zal uiteraard een functie van de diameterverhouding van pen en boring zijn.

Men vindt in het artikel van Allan en Curling³⁾ een grafiek, die de limietsituaties beschrijft, t.w.: afstem-pen geheel uit —, pen geheel ingedrongen.

¹⁾ M. Denis, R. Liot; Ann. de Radioélectr. **3**, 1948, 189. fig. 6-8.

²⁾ J. P. Kinzer, I. G. Wilson; Bell Syst. Techn. J. **26**, 1947, 410.

³⁾ H. R. Allan, C. D. Curling; J.I.E.E. **95**, P. III, 1948, 473. fig. 7.

We zien daaruit, dat bij grotere diameter/lengte parameter het verloop als functie van de indringdiepte het zwakst is.

Men zie tevens in dit verband fig. 9 uit het artikel van Kinzer en Wilson (zo juist genoemd).

Bij het ontwerp van de golfmeter van het TE_{011} -type kan men met vrucht gebruik maken van de nomogrammen van Bracewell.¹⁾ Voor de golfgeleider onder beschouwing vindt men dan telkens uitgezet de reeds afgeleide fundamentele dimensioneringsformule:

$$\frac{a}{\lambda} = \sqrt{\frac{k_{lm}^2}{\pi^2} + \frac{n^2}{4} \cdot \frac{a^2}{L^2}},$$

die in de notatie van Bracewell luidt:

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 = k_{lm}^2 + \frac{n^2}{4} \cdot \left(\frac{D}{L}\right)^2.$$

a. *Circulaire cylinder.*

We beschouwen Bracewell's nomogram II¹⁾, waarvan in zijn tekst de beschrijving van de wijze van gebruik.

Als gevolg van eis 5 zullen we een werkgebied moeten kiezen in de buurt van de afsnijfrequentie. Dan zullen we het grootste oplossend vermogen aan het rondsel hebben, dus: $\frac{dN}{d\lambda}$ groot. (N : pen-indicatie, λ : bijbehorende res. golflengte).

Het nadeel is echter: een sterk niet-lineaire calibratie-curve en grote golfmeterlengte en slag voor het geëiste bereik.

Voor een min of meer rechte calibratie-curve zullen we zo ver mogelijk van de afsnijfrequentie moeten zijn verwijderd, waarbij echter weer een nadeel optreedt, nl. dat de diameter veel te groot wordt. Er zal dus een compromis moeten worden gevonden. Hierbij gaan we er van uit, dat we de diameter een normaal te verwerken maat geven, i.c. ongeveer 10 cm.

Het volgende punt, waaraan nu aandacht moet worden besteed, is het optreden van hogere-orde trilvormen. Zoals bekend kunnen TE en TM trilwijzen gemakkelijk worden gescheiden door de wijze van aanstoten. Tevens kan, zoals in dit ontwerp zal worden gedemonstreerd, iedere ongewenste trilvorm tot te

¹⁾ R. N. Bracewell. Proc. I.R.E. 35, 1947, 830.

tolereren sterkte worden teruggebracht. Echter moet een uitzondering worden gemaakt voor de hogere orden van het gewenste resonantie-type. Immers de veldverdeling is volmaakt dezelfde, afgezien van het feit, dat we in plaats van met één, met n halve golven in de z -richting hebben te maken.

Wij concentreren onze aandacht op het punt: TE_{012} , een hogere orde-trilvorm van het gewenste type TE_{011} . Het aantal trilvormen, dat kan optreden bij een bepaald golflengte-interval bij zekere diameter, waarbij de afstand tussen de begrenzendende eindvlakken tevens een zeker traject doorloopt, wordt gegeven door het aantal punten, liggende *binnen* het trapezium, gevormd door de beide nomogram-assen en de verbindingslijnen, getrokken door de snijpunten van de grensrechten met deze assen.

De grensrechten zijn bepaald door de gewenste trilvorm en $\frac{a}{\lambda_{max}}$ en $\frac{a}{\lambda_{min}}$, waarbij λ_{max} en λ_{min} de grenzen zijn van het gewenste golflengte-traject.

Het punt TE_{012} zal dus buiten dit trapezium moeten liggen. In het nomogram gaan we nu proberenderwijze net zolang lijnen trekken door het punt TE_{011} , dat de verhouding van de bijeen behorende snijpunten op de a/λ -as ongeveer $7/5$ wordt, terwijl het punt TE_{012} buiten de gevormde vierhoek ligt en tevens a/λ_{min} ongeveer 2 is. Immers a_{max} was ongeveer 10 gesteld en λ_{min} ongeveer 5 cm. We moeten, zo mogelijk, de 2-waarde zo dicht mogelijk benaderen. (lineaire calibratie).

Bij $a = 10$ cm worden gevonden uit: $\frac{a}{\lambda_{min}} = 2,00$ en $\frac{a}{\lambda_{max}} = 1,46$,
 $\lambda_{min} = 5$ cm; $\lambda_{max} = 6,85$ cm, met als bijbehorende resonatorlengten resp. $L_{min} = 3,12$ cm en $L_{max} = 6,17$ cm.

Indien dit eenmaal is gegeven kan de ruwe $\lambda = \lambda(L)$ curve uit het monogram worden geconstrueerd. (tot op maximaal 1% nauwkeurig).

Uit de helling in de gewenste punten, i.c. $\lambda = 5,31$ cm en $\lambda = 6,54$ cm, kan dan gemakkelijk het reciproke van het oplossend vermogen aan het rondsel $\frac{d\lambda}{dN}$ worden bepaald.

Dit bleek te zijn resp.: ongeveer $\frac{0,01 \text{ mm golflengte var.}}{\text{schldl.}}$ en
 ongeveer $\frac{0,005 \text{ mm golflengte var.}}{\text{schldl.}}$ bij een spoed van 1 mm van

de zuigeras, en een onderverdeling op het rondsel van 100 schldln. Bij een kringkwaliteit, zoals gesteld, van 10^4 , vertegenwoordigt dit een doorlopen van de resonantiekromme in resp. ongeveer $1/2$ en ongeveer 1 schldln. (van halfwaarde tot halfwaarde op de kwadratische detector). Aangezien de zuiverheid van de gebruikte spil geen interpolatie binnen de honderdste mm toelaat is dus niet voldaan aan de eis vervat in *punt 3*.

b. *Cirkelcylinder met afstempen.*

Een andere mogelijkheid van constructie is gelegen in de TE_{011} golfmeter met centrale afstempen. De steeds weer optredende calibratie-curve van dit type vindt men in het reeds meer genoemde artikel van Allan en Curling, fig. 9. We zien daaruit, dat we slechts over de helft van de karakteristiek kunnen beschikken. Dit houdt in, dat een ontwerp in deze richting rekening zal moeten houden met een golflengtebereik, dat zich van 4 tot 8 cm uitstrekt. De consequenties van een en ander ziet men direct aan de hand van de overigens fout zijnde grafiek 8 van dezelfde auteurs. De juiste grafiek is als grafiek I bijgevoegd.

Bij een bereik van 4-8 cm betekent dit dat de breuk: $\frac{\lambda_{min}}{\lambda_{max}} = 0,5$, en dit betekent weer een diamerverhouding van pen en boring van de orde van 0,6 of meer.

Beschouwt men nu fig. 7 van hetzelfde artikel, dan ziet men dat het sterkste verloop van $Q \cdot \frac{\delta}{\lambda}$ ¹⁾ optreedt bij de lagere waarden van de verhouding diameter tot lengte. Indien we hogere waarden voor deze parameter kiezen betekent dat een meer gelijkmatig $Q \cdot \frac{\delta}{\lambda}$ -verloop over het hele bereik, echter in absolute waarde is het aanvangsbedrag lager. Tevens betekent dit grotere diameter verhouding volgens fig. 8.

Grote diameter/lengte verhouding betekent bovending grotere diameter, gezien fig. 4 van hetzelfde artikel. Bij $\lambda_{max} = 8$ cm zal men al gauw in de orde van 13 cm komen.

Een ontwerp in deze richting wordt dus allesbehalve elegant

¹⁾ De uitdrukking $Q \cdot \frac{\delta}{\lambda}$ van Kinzer c.s. verschilt van de zelfde uitdrukking, gebruikt door Allan c.s. slechts door de evenredigheidsconstante 2π .

en vermoedelijk moeilijk te vervaardigen. Voor de volledigheid zal echter even worden nagegaan wat hier $\frac{d\lambda}{dN}$ wordt.

Uit fig. 4 (Allan en Curling) lezen we af voor $\frac{a}{L} = 2$:

$\frac{a}{\lambda_{max}} = 1,57$. Aangezien $\lambda_{max} = 8$ cm volgt verder: $a : 12,6$ cm en dus $L = 6,3$ cm.

Van deze 6,3 cm is $\pm 1/3$ deel beschikbaar voor een nuttige frequentie-indicatie. (5-7 cm bereik). (fig. 9 Allan en Curling). $\frac{d\lambda}{dN}$ geschat wordt dan van de orde van $\frac{0,01 \text{ mm golflengte variatie}}{\text{schddl.}}$.

Bij een kringkwaliteit van 10^4 vinden we midden in de band de gehele resonantie-kromme doorlopen in ongeveer $1/2$ schddl. Ook hier geldt dus hetzelfde bezwaar als boven.

Het benaderde Q-verloop bij de ontwerpen volgens a en b.

Fig. 5 van het artikel van Allan en Curling laat het verloop zien van $Q \cdot \frac{\delta}{\lambda}$ als functie van $\frac{a}{L}$.

a. d. a. : Bij $\lambda = 5,31$ vinden we uit de berekende calibratiecurve:

$$\frac{a}{L} = 2,90.$$

Bij $\lambda = 6,54$ volgt er voor deze verhouding 1,87.

Uit fig. 5 zien we dus :

$$\frac{\left(Q \frac{\delta}{\lambda}\right)_{\lambda=6,54}}{\left(Q \frac{\delta}{\lambda}\right)_{\lambda=5,31}} \approx \frac{3,65}{2,80}$$

en
$$\frac{Q_{6,54}}{Q_{5,31}} \approx \frac{3,65}{2,80} \cdot \frac{\sqrt{6,54}}{\sqrt{5,31}} \approx 1,45$$

aangezien
$$\frac{\delta}{\lambda} :: \frac{1}{\sqrt{\lambda}}.$$

Bij een zelfde exciterende signaalsterkte zal dus, vanwege de kwadratische detectie, het gedetecteerde signaal verzwakken met een factor $(1,45)^2 \approx 2,1$.

Deze tendens wordt nog eens ondersteund door het feit dat de iris, die voor de excitatie wordt gebruikt, een constante diameter heeft, d.w.z. bij het gaan van langere naar kortere golven een stijgende diameter/golflengte verhouding vertoont, dus de kring eveneens sterker gaat dempen.

Men zie in dit verband een nuttig diagram in het artikel van Ginzton, en Goodwin.¹⁾

We zullen vermoedelijk rekening moeten houden met een afnemen van Q met een factor 2.

ad. b. Om hier een indruk te krijgen zullen we voor het gemak lineair interpoleren tussen de kringkwaliteit bij $\lambda = 8$ cm en $\lambda = 4$ cm.

Wij schatten (bij het correcte ontwerp wordt dit getal grafisch bepaald) de diameter verhouding bij $\frac{a}{L} = 2$ op 0,7. Verder schatten we uit fig. 7 (Allan en Curling) de bijbehorende $Q \frac{\delta}{\lambda}$ op ongeveer 2. We vinden dan uit deze grafiek :

$$\frac{\left(Q \frac{\delta}{\lambda}\right)_{\lambda=8 \text{ cm}}}{\left(Q \frac{\delta}{\lambda}\right)_{\lambda=4 \text{ cm}}} \approx \frac{3,5}{2} \quad \text{en dus} \quad \frac{Q_8}{Q_4} \approx \frac{3,5}{2} \sqrt{\frac{8}{4}} \approx 2,5.$$

Uit de gestelde lineaire interpolatie volgt er dus $\frac{Q_{6,54}}{Q_{5,31}} \approx 1,3$.

Ook hier is bovendien het iris-effect aanwezig.

Aangezien de lineaire interpolatie waarschijnlijk een te hoog bedrag geeft, mag hier wel een totale kringkwaliteitsverlaging worden verwacht met een factor van de orde van 1,5,

Samenvattend kan van de ontwerpen a en b worden gezegd dat:

- 1e. het oplossend vermogen aan het rondsel te klein is (van beide),
- 2e. het ontwerp a sterker dan b aan kringkwaliteitsverlaging onderhevig is voor de gewenste frequenties,
- 3e. het ontwerp b bij $\frac{a}{\lambda} = 2$ vermoedelijk moeilijk realiseerbaar is en in ieder geval niet elegant.

¹⁾ E. L. Ginzton en P. F. Goodwin, Proc. I.R.E. 38, 1950, 305.

Het definitieve ontwerp.

Na deze overwegingen werd besloten te trachten het ontwerp volgens a aan te houden als instelmogelijkheid van de oscillator op de juiste frequenties en dit aan te vullen met een ontwerp volgens de penmethode voor de Q bepaling. De pen is beweegbaar gedacht door het andere eindvlak.

Er moet nu dus worden gestreefd naar een golfmeter die, geïjkt tot op 1 op 10^3 , het instellen van de gewenste frequenties toelaat tot op die nauwkeurigheid, terwijl daarna bij geschikte, van te voren gefixeerde grove-zuigerstanden, de fijnstelling de gewenste frequenties in zijn midden positie zal fixeren. Deze zijde van de golfmeter zal dus aan de relatieve eisen moeten voldoen, zoals daar zijn de *punten 2 en 3* uit de aanhef.

Taak is dus te trachten een zodanige pendiameter te vinden dat deze eis bevredigd kan worden.

Allereerst nog enkele overwegingen:

Wat betreft het *oplossend rondselvermogen* bij de twee meetgolflengten kan een kleine beschouwing aan de hand van de fig. 8 en 7 (Allan en Curling) nuttig zijn.

De diameterverhouding is voor beide golfmeters, die we van nu af op het oog hebben, dezelfde. Slechts de verhouding $\frac{a}{L}$ verschilt, en wel is de waarde hiervan bij $\lambda = 6,54$ kleiner dan bij $\lambda = 5,31$ d.w.z. dat $\frac{\lambda_{min}}{\lambda_{max}}$ bij de eerste kleiner is dan bij de tweede. Dit betekent, dat bij de langere golf voor een relatief groter golflengte-interval meer penvariatie mogelijk is dan bij de kortere, of anders gezegd: het is mogelijk dat bij de beide golfmeters voor $Q = 10^4$ de resonantie-curve in ongeveer evenveel schddl. aan het rondsel wordt doorlopen.

Inzake de *kringkwaliteit* kan het volgende worden opgemerkt:

In fig. 7 kan men zien dat voor $\frac{a}{L} > 1$ (waar bij dit ontwerp sprake van is), de curven elkaar gaan snijden, d. w. z. dat bij een waarde van de diameterverhouding, die groter is dan de waarde behorende bij een snijpunt, de $Q \frac{\delta}{\lambda}$, behorende bij de kortere golf (grootste $\frac{a}{L}$), groter is dan die, gekoppeld aan de langere. Dit geldt uiteraard voor volledige penindringing. Dit houdt dus in, dat de tendens aanwezig is, dat de Q 's ongeveer aan elkaar

gelijk zijn in de werkcondities. Bij het ontwerp, dat verderop beschreven is, is dit inderdaad ten naastenbij het geval.

Dimensionering.

We gaan nu over tot het dimensioneren van de pen en het bepalen van de verschillende lengtematen. We zullen allereerst trachten of een diameter, bepaald uit $L = 6,17$ cm bevredigende uitkomsten voor beide golfmeters geeft.

Nomogram V van Bracewell¹⁾ is ons hierbij behulpzaam.

We hebben gevonden dat bij $L = 6,17$ een $\lambda = 6,85$ cm behoort (geen pen aanwezig).

De $\lambda_{midden} = 6,54$ cm (één van de meetgolflengten) en we vinden dus $\lambda_{min} \approx 6,23$ cm.

Zoals bekend is $\frac{a}{L} = 1,62$ en uit de berekende λ_{min} kan worden gevonden, dat $\frac{a}{\lambda_{min}} = 1,605$.

Uit genoemd nomogram volgt nu: $\frac{\text{diameter pen}}{\text{boring huis}} = 0,235$, dus diam. pen. 2,35 cm, terwijl de golfmeter bij resonantie bij $\lambda = 6,54$ cm, een penindringing moet hebben van ten naaste bij 30 mm.

De cylinderhoogte, die noodzakelijk is, teneinde bij $\lambda = 5,31$ cm de pen van 2,35 cm diameter halverwege ingedrongen te hebben, wordt proberenderwijze bepaald.

We gaan daarbij als volgt te werk: We gaan aan de hand van de oorspronkelijk berekende calibratiecurve een $\frac{a}{L}$ waarde

nemen en bepalen met behulp van *nomogram V*: $\frac{a}{\lambda_{max}}$ en $\frac{a}{\lambda_{min}}$ bij de juiste diameter-verhouding.

Na enig verstandig proberen vinden we een λ_{max} en λ_{min} , waar $\lambda = 5,31$ juist midden tussen ligt. Hierbij moet eventueel gebruik worden gemaakt van Bracewell's *Nomogram II*. We vinden $\frac{a}{L} = 2,75$ en $L = 36,35$ mm. met als band 5,14-5,48 cm. De pen zal een indringing van de orde van 18 mm moeten vertonen bij $\lambda = 5,31$ cm.

Oplossend vermogen aan het rondsel bij dit ontwerp.

Bij $\lambda = 6,54$ blijkt $\frac{d\lambda}{dN} \approx \frac{0,0016 \text{ mm. golfl.var.}}{\text{schldl.}}$ te zijn. Dus zal

¹⁾ R. N. Bracewell: Proc. I. R. E. 35, 1947. 830.

de resonantiecurve in ten naastenbij 4 schldn. worden doorlopen. Dit is overeenkomstig de eisen.

Bij $\lambda = 5,31$ is $\frac{d\lambda}{dN} \approx \frac{0,0015 \text{ mm. golfl. var.}}{\text{schldl.}}$ en de resonantie-

curve neemt hier ongeveer 3,6 schldn. in beslag. Ook dit is in orde. Dit alles in de veronderstelling dat de kringkwaliteit ongeveer 10^4 is.

De kringkwaliteit bij $\lambda = 6,54 \text{ cm}$ en $\lambda = 5,31 \text{ cm}$.

Voor het gemak interpoleren we weer lineair en vinden dan op zilver basis:

$$Q_{6,54} \approx 32,10^3 \quad Q_{5,31} \approx 26,5 \cdot 10^3$$

We maken daarbij gebruik van de figuren 5, 6 en 7 van Allan en Curling en tevens van de eigenschap van Q die in formule uitgedrukt als volgt luidt:

$$Q\left(\lambda, \frac{a}{L}\right) = \psi(\lambda) \cdot \varphi\left(\frac{a}{L}\right)$$

De verhouding van de gevonden Q 's is van de orde van 1,2. Vanwege de vermoedelijk te hoge interpolatie-uitkomst en wegens het iris-effect zal dit bedrag waarschijnlijk niet groter worden dan van de orde van 1,5.

Een oplossing kan men met deze dimensies dus wel verkregen achten, immers aan alle eisen is voldaan, afgezien echter van een voldoende constante kringkwaliteit. Hieraan is echter nog wel te corrigeren d.m.v. het detectie-circuit. Immers wanneer we bij de kortste golf lossen koppelen dan bij de langere, dan kunnen we een kringkwaliteit instellen van 10^4 bij de beide werkcondities. In de praktijk is nl. gebleken dat de uiteindelijke Q ongeveer 30% van de berekende is, en de gewenste variaties (tot 10^4) zijn op deze wijze wel tot stand te brengen.

In dit verband kan misschien gewezen worden op een recent artikel van de hand van Käch, die laat zien, dat de totale Q samenhangt met een ingangs- Q , een eigen- Q en een uitgangskwaliteit. Variaties in ingangs- en eigen kwaliteit zullen, binnen zekere grenzen, dus steeds door de uitgangskwaliteit te corrigeren zijn.

De formule is:

$$\frac{1}{Q_{\text{totaal}}} = \frac{1}{Q_{\text{ingang}}} + \frac{1}{Q_{\text{kring}}} + \frac{1}{Q_{\text{uitgang}}} \quad 1)$$

¹⁾ A. Käch: Archiv der Elektr. Uebertragung: 4, 1950. 301.

Het onderdrukken van ongewenste trilvormen en het aanstoten van de holle ruimte.

Uit het al meer genoemde nomogram II van Bracewell lezen we de mogelijke TE en TM oscillatietoestanden direct af, bij afwezigheid van de fijn-instelpen. Zoals reeds eerder opgemerkt zorgen we door geschikte inkoppeling ervoor dat slechts TE „modes” kunnen optreden. Wij werken met een ronde iris, die op de juiste wijze door de stromen in de golfgeleider wordt aangestoten. We beschouwen *niet* de hogere harmonischen van TE_{111} en TE_{211} . Deze hebben dezelfde dekplaatstroomverdeling en worden dus automatisch *met* de grondgolf onderdrukt, indien het onderdrukkings-mechanisme in de eindplaten wordt aangebracht.

Verder treden nog op de typen: TE_{311} , TE_{411} en TE_{121} . De onderdrukking van de ongewenste trilvormen geschiedt nu met behulp van een smalle uitsparing in de dekplaten, waarachter een kamer met dempend materiaal. De I_0 van de ongewenste trilwijzen wordt op deze manier gedwongen een weerstandsbelasting te passeren en dientengevolge wordt de opslingercoëfficiënt daarvan tot een veel lager niveau teruggebracht.

We zoeken een dusdanige positie van deze spleet, dat alle „modes” zo goed mogelijk worden aangetast. Daartoe kan met vrucht gebruik worden gemaakt van de grafieken in het al eerder genoemde artikel van Kinzer c.s.¹⁾. De spleet wordt smal gehouden om het gewenste veld zo weinig mogelijk te verstoren. Tevens is ze erg ondiep, teneinde de grote capaciteitswerking voor de ongewenste trilvormen te beperken. Een perspex ring zorgt ervoor, dat het dempende materiaal niet in de veldruimte komt. Deze ring ligt bovendien iets terug, waardoor aantasting van de gewenste TE_{011} veldvorm uitgesloten is.

Deze methodiek is zeer efficiënt gebleken en wordt door ons dan ook algemeen toegepast.

De *ongewenste „modes”* bij *de aanwezigheid* van *de pen* zullen we nu aan een beschouwing moeten onderwerpen. Verondersteld zij, dat de resonantie frequentie van de verschillende trilvormen als functie van de indringdiepte van de afstempen, niet buiten het frequentie-traject komt, dat geboden wordt door het „worteldeel” van het nomogram V van Bracewell, met de diameterverhouding liggend tussen 0 en 0,235.

¹⁾ J. P. Kinzer, I. G. Wilson: Bell Syst. Techn. J. 26 , 1947, 31.

Onder deze veronderstelling kunnen we van iedere ongewenste „mode” het $\frac{a}{\lambda}$ traject vinden bij de beide $\frac{a}{L}$'s, die optreden. Het zal duidelijk zijn dat slechts de TE_{311} ons parten zal kunnen spelen. Deze is echter met zo weinig veldenergie behept in de buurt van de aslijn van de cylinder, dat de resonantie-frequentie bij indringen van de pen practisch niet wordt aangetast, en dit houdt weer in, dat de stroomverdeling op de begrenzende wanden wel dezelfde moet blijven. Aangezien de TE_{311} reeds wordt geattaqueerd in de circulair cilindrische ruimte dreigen hier dus geen moeilijkheden.

In verband met de zgn. kruisende „modes” (zie TE_{311}) kan nog de aandacht worden gevestigd op een recent artikel van de hand Cunliffe en Mathias¹⁾. Deze hebben „mode”-koppelingen grondig onderzocht.

Tot nu toe is onze ervaring geweest dat, wanneer een kruisende ongewenste trilvorm voldoende wordt onderdrukt, de gewenste „mode” geen koppeling meer heeft met de ongewenste (met spleet- en kamerdemping).

Het afneemsysteem.

Dit werd concentrisch uitgevoerd met aanpastransformator en koppellus. De koppellus was door diepte-regeling instelbaar.

De plaats van aan- en uitkoppeling.

Deze werd zo gekozen, dat de positie ten opzichte van de velden in de resonator dezelfde was voor de limietstanden, d.w.z. bij $L = 6,17$ en $3,12$ cm.

Bij normering van de amplitude van de optredende veldsinus op één, kan voor gelijke functiewaarden voor de onbekende plaats van het koppelgat, deze plaats uit de optredende vergelijking worden opgelost. We vonden een afstand van de vaste bovenplaat = 21 mm.

De meetresultaten.

a). De grove calibratie-karakteristiek (zonder binnengeleider) bleek redelijk te corresponderen met de gevonden meetpunten.

¹⁾ A. Cunliffe, L.E.S. Mathias: Proc. I. E. E. 97, Part III, 1950, 367.

Hetzelfde geldt voor de ongewenste „modes”, voor elk waarvan enkele punten theoretisch werden bepaald, teneinde het zoeken te vergemakkelijken.

Het zoeken had plaats voor en na het vullen van de absorptieruimten. Na vullen bleek slechts een zeer lage uitslag te verkrijgen te zijn bij de $TE_{411, 121}$ combinatie. Daarbij was van twee gescheiden resonantie-krommen geen sprake. De uitslag lag even boven de ruisuitslag van de versterker. Vulling tastte de hoofd „mode” *niet* aan. Men zie grafiek II.

b). Bij het calibreren werd hinder ondervonden van vermoedelijk een schadelijke resonantie in het concentrische kristalelement. De trafo bracht hierin weinig verandering. Teneinde toch te kunnen meten, moesten de kristallen worden verwisseld (overgang van Amerikaanse typen naar Engelse, gaande van lange naar kortere golf).

c). Rond de 6,54 en 5,31 cm werden de ijkgrafieken opgenomen met pen-instelling. De gewekte verwachtingen werden bewaarheid, afgezien van een tolerabele afwijking van de berekende grof- en fijninstellingen.

Conclusie.

Het ontwerpen op de globale wijze, zoals hier geschetst, levert goede resultaten. Indien van te voren met hoogste nauwkeurigheid bekend moet zijn, wat men van bepaalde manipulaties kan verwachten, zal men veel nauwkeuriger en numerisch moeten werken. Men zie daartoe een uitstekend artikel van de hand van Essen.¹⁾

Tenslotte mag in deze publicatie zeker een woord van dank niet ontbreken aan allen, die op enigerlei wijze tot dit ontwerp hebben bijgedragen, waarbij wel speciaal genoemd moeten worden de heren P. Leemans (voor het zorgvuldige mechanische werk) en D. Osseman, die de tijdrovende metingen nauwgezet verrichtte.

¹⁾ L. Essen: J. I. E. E. **93**, part IIIa, 1946, 1413.

Litteratuur

Enkele bronnen van belang i.v.m. constructie en ontwerp:

1. G. H. Aston, L. Essen: J. I. E. E. **93**, part IIIA, 1946, 1374.
2. L. W. Shawe, C. M. Burrell: J. I. E. E. **93**, part IIIa, 1946, 1479.
3. H. R. L. Lamont, Waveguides, Methuen's Monographs.
4. S. P. Morgan: J. Appl. Physics, **20**, 1949, 352.
5. A. C. Beck: Bell. Lab. Record, **28**, 1950, 433.
6. A. C. Beck en R. W. Dawson: Proc. I. R. E. **38**, 1950, 1181.

Discussie

Dr G. W. Nederbragt: Door de koppelgaten en de spleten in en rond de zuigers zal de resonantie-frequentie bij een bepaalde mechanische instelling afwijken van de te berekenen waarde, wanneer af wordt gezien van effecten van spleten en irissen.

Is er een eenvoudige regel te geven, waarmede deze afwijkingen kunnen worden berekend?

Ir M. L. Toppinga: Inderdaad zal door een en ander de resonantie-frequentie verschillen van de theoretische, zoals die volgt uit het overeenkomstige cirkel-cylindrische probleem. Mij is niet bekend of er in de literatuur eenvoudige formules zijn te vinden, die deze effecten in rekening brengen. De geschetste (nomo-) grafische methode zal overigens deze discrepanties niet aan het licht brengen, aangezien daarbij de nauwkeurigheid (max. tot op 1%) te laag is. Hierbij is dan nog afgezien van mechanische afwijkingen.

Mogelijk kunnen Aston en Essen (J.I.E.E. 93, part. IIIA, 1946, 1374), dan wel Wilson e.a. (Bell Syst. Techn. J.: 25, 1946, 408) nadere inlichtingen verschaffen.

Ir E. Scholten: Kunt u iets naders zeggen over de „coating” van de trilholte in verband met corrosie?

T.: Momenteel is nog geen „coating” aangebracht, aangezien wij nog geen gelegenheid hadden een systematisch onderzoek in te stellen naar de juiste wijze van „coaten”. De laatste tijd is hierover echter in de literatuur gepubliceerd. Het huis is van brons gemaakt.

Ir A. Calon: Waarom tracht u over de gehele band de Q_L gelijk te houden?

T.: Onze metingen vereisen een kringkwaliteit van ongeveer 10^4 . Hogere kringkwaliteit maakt het meten onprettig (wegens instabiliteit van de oscillator en het overeenkomstige „uit de golfmeter” lopen), lagere kringkwaliteit daarentegen tast de nauwkeurigheid van de metingen aan.

Bij de experimenten wordt het toegestane deflectie-traject vóór de meting vastgelegd, en dit hangt samen met de Q_L van de golfmeter.

Bij de vereiste frequentie-constantheid van de oscillator van 1 op 10^4 en een $Q_L \sim 10^4$ is de toegestane golfmeteruitslag gelegen tussen maximum uitslag en bijbehorende halfwaarde.

Ir J. van der Harst: Waaruit bestaat het dempingmateriaal achter de spleet, en hoe wordt de golfmeter geijkt?

T.: Het tot nu toe gebruikte dempingsmateriaal is staalwol, waarvan men de pakking experimenteel moet regelen. Ook is wel met succes gebruik gemaakt van pertinax in schijfvorm van regelbare dikte, al of niet aangevuld met een onge vulde veldruimte.

De golfmeter wordt geijkt uitgaande van de golflengte in het golfgeleider-systeem en de geometrische afmetingen daarvan. Op deze wijze is een absolute nauwkeurigheid te verkrijgen van de orde van 1 pro mille, wat betreft de instelling van de frequentie.

Men make, bij het maken van een schatting van de te bereiken absolute nauwkeurigheid bij het instellen van een bepaalde frequentie bij het ijken, gebruik makend van bovenvermeld procédé, gebruik van de „fouten”relatie:

$$\left| \frac{1}{2} \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right| + \frac{\lambda^2}{\varepsilon \lambda_g^2} \cdot \left| \frac{\Delta \lambda_g}{\lambda_g} \right| + \frac{\lambda^2}{\varepsilon \lambda_c^2} \cdot \left| \frac{\Delta \lambda_c}{\lambda_c} \right| = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right|$$

Aannemend een normaal gebruik bij 25° C en 60% relatieve vochtigheid, vinden we dat een golflengte kan worden gegeven met een fout van de bovenvermelde orde van grootte, bij een temperatuurtraject van 20° tot 30° C en een vochtigheidsvariatie van 60 tot 100%. De atmosferische druk is practisch constant verondersteld, en gelijk gesteld aan de gemiddelde waarde.

Men houde er rekening mee dat :

$$\left| \Delta \lambda_c \right| = \left| \frac{\delta \lambda_c}{\delta T} \right| \cdot \left| \Delta T \right| + 2 \left| \Delta \Lambda_1 \right| \cdot \text{en}$$

$$\left| \Delta \lambda_g \right| = \left| \Delta 1 \right| + 2 \left| \Delta \Lambda_2 \right| = \left| \frac{\delta 1}{\delta T} \right| \cdot \left| \Delta T \right| + 2 \left| \Delta \Lambda_2 \right|$$

$\left| \Delta \Lambda_1 \right|$ = fout, die wordt gemaakt bij de breedtebepaling van de golfgeleider,

$\left| \Delta 1 \right|$ = „fout” in mm schaalverdeling op staande golfdetectorten gevolge van temperatuur effecten.

$\left| \Delta \Lambda_2 \right|$ = fout, die annex is aan het aflezen van de nonius van de detector.

De golfmeter, zoals ontworpen, wordt geijkt met een golflengte, nauwkeurig tot op 1 op 10³, absoluut, met de fijninstelling geheel uitgedraaid.

Aangezien de correctie op de resonantie golflengte bij bepaalde instelling over het beschouwde vochtigheids- en temperatuurtraject van de orde van 3 op 10⁴ is, zal duidelijk zijn, dat de afwijkingen van de ijkgrafiek bij hercalibratie vnl. te wijten zijn aan de orde van nauwkeurigheid waarmee een frequentie kan worden ingesteld. Deze afwijkingen zijn bij de grove pen gering, bij de fijninstelling veel groter, en dekken de theoretische verwachtingen.¹⁾

Ir A. E. Pannenburg: Heeft u ook gegevens omtrent de mate waarin de „input” - resp, de „output” - koppeling de kringkwaliteit beïnvloed? Is er bij het ontwerp ook rekening gehouden met de in- en uitkoppelcondities, die maximale gevoeligheid geven?

¹⁾ Bij deze beschouwing zijn de meest *ongunstige* situaties gekozen. Veelal zal nl. een zekere „fout”compensatie optreden, t.g.v. de verschillende richtingen waarin de „fouten” zich bewegen: dielectrische effecten, thermische uitzetting.

T.: Mij zijn in verband met de eerste vraag geen numerische gegevens bekend betreffende de invloed op Q_L van in- en uitgangscircuit.

Käch geeft een indruk van de richting, waarheen een bepaalde verandering voert.

Wilson e.a. (Bell Syst. Techn. J.: 25, 1946, 408) geven in hun tabel IV enkele formules, echter onder sterke restricties.

Bij het ontwerp is geen rekening gehouden met kwesties, samenhangende met maximale gevoeligheid.

Ir S. J. Hellings: Hoe geschiedt bij de meting van een onbekende frequentie de instelling van de grove zuiger en fijnregeling? Hoe verkrijgt u de juiste in- en uitgangskoppeling?

T.: De oscillator wordt met behulp van de grove zuiger (fijninstelling uitgedraaid) ingesteld op de gewenste frequentie (tot op 1 op 10^3 nauwkeurig). Dan wordt de grove zuiger in een vaste positie gezet en de fijnregeling gebruikt ter fixering van de juiste frequentie, die ten overvloede met behulp van de staande golfdetector op de juiste waarde wordt gecontroleerd.

Bij de tweede vraag betreffende de instelling van de gewenste Q_L kan worden opgemerkt dat de „input“-koppeling een vaste is (iris). De uitgangskoppeling heeft een stelmogelijkheid. Een Q_L bepaling bij verschillende koppelcondities levert snel het gewenste bedrag.

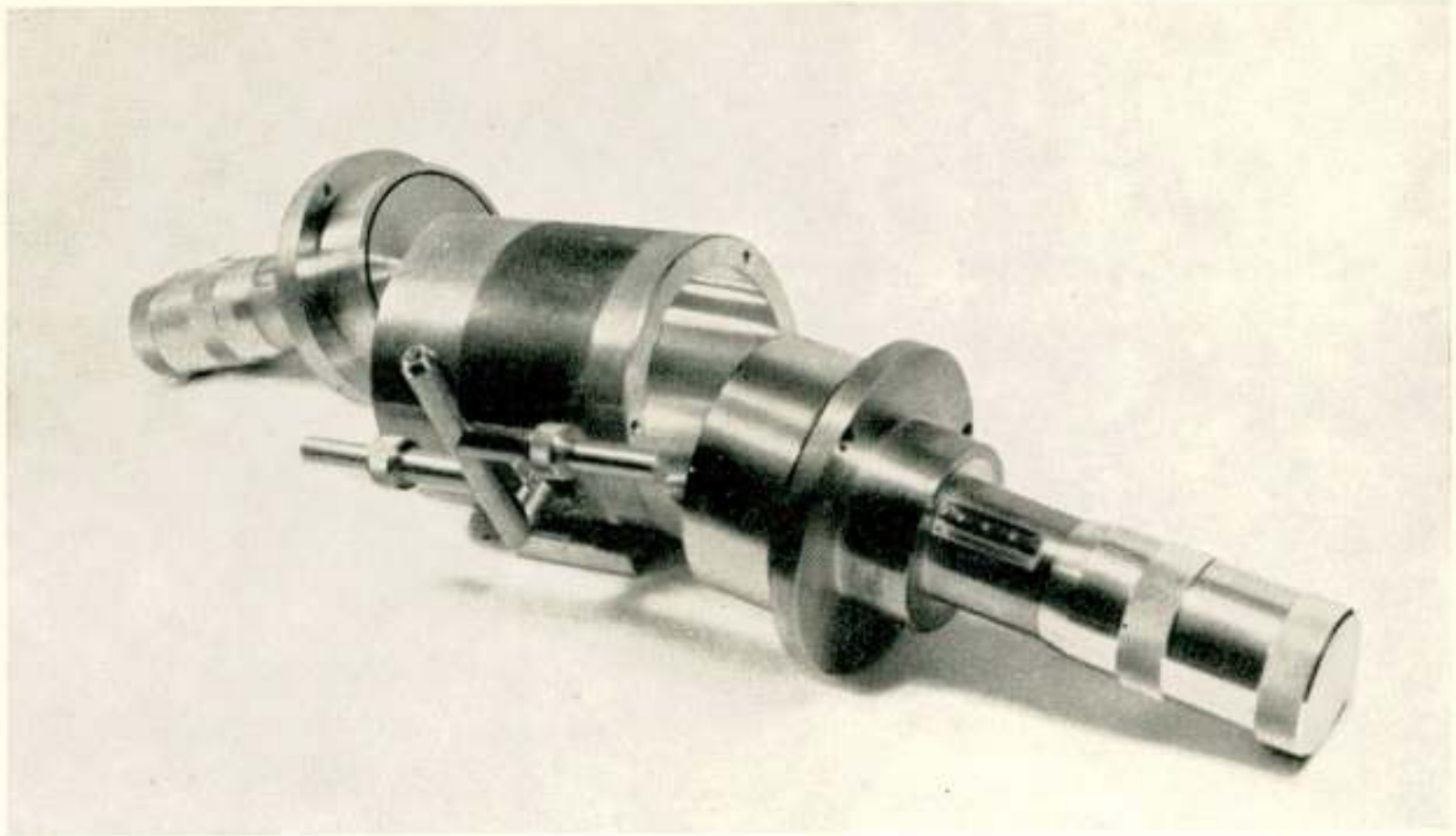


Foto 1.

De 5-7 cm. golfmeter, gedemonteerd.
De voorste micrometerkop verzorgt de grove instelling,
de achterste daarentegen de fijnregeling.

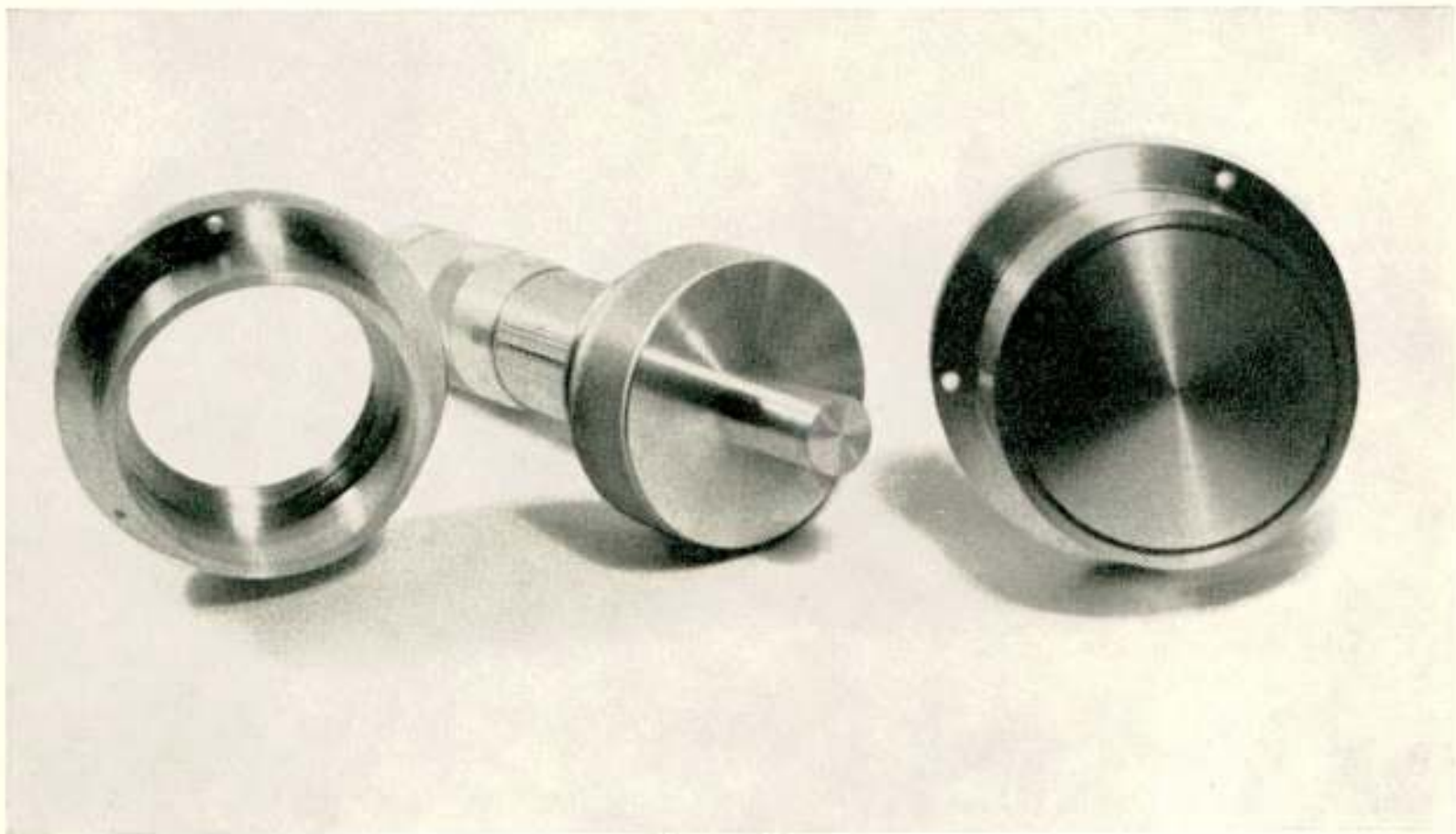


Foto 2.

De constructie van de dempingskamers met bijbehorende spleten
ter onderdrukking van ongewenste trilvormen.

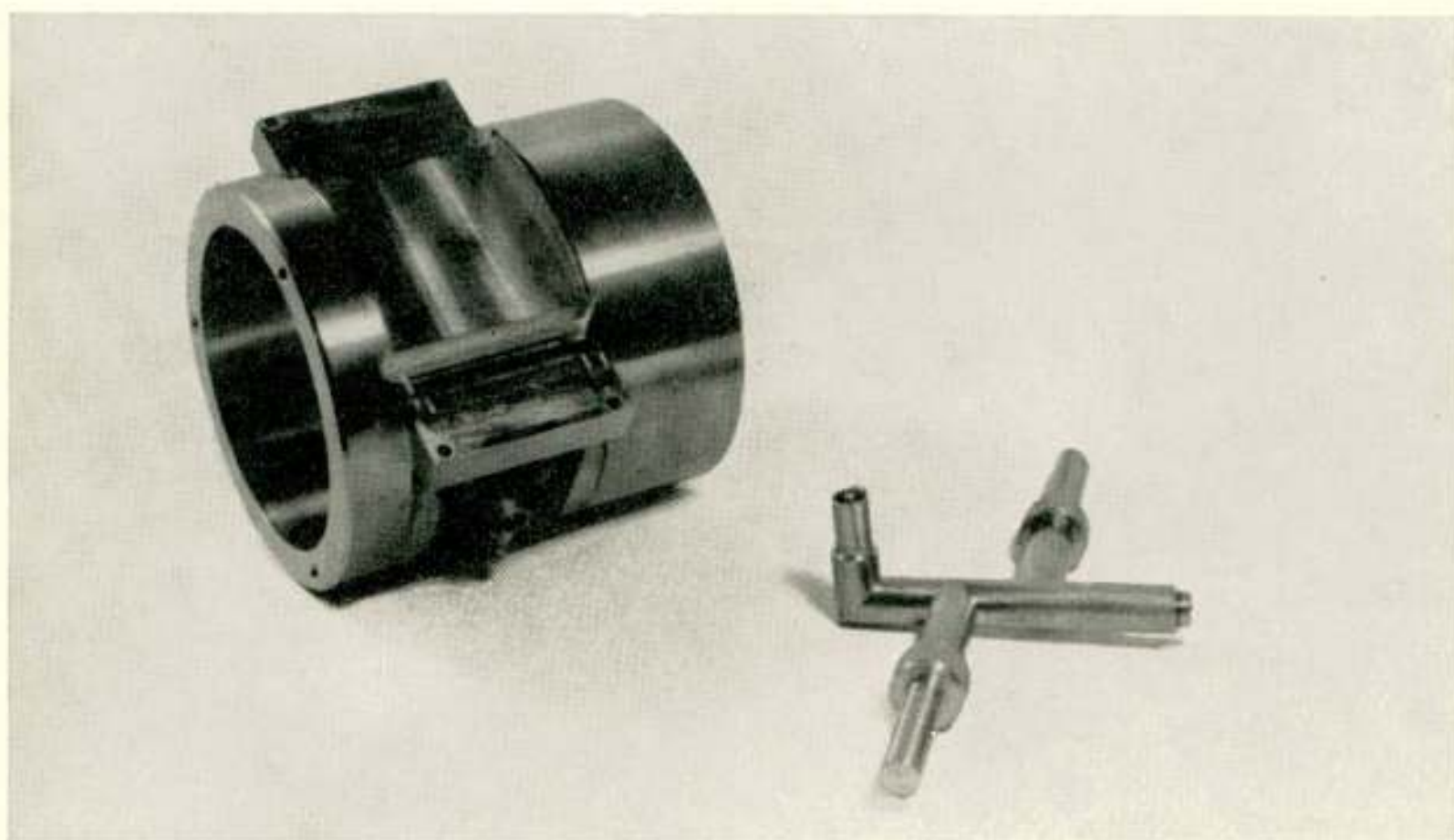
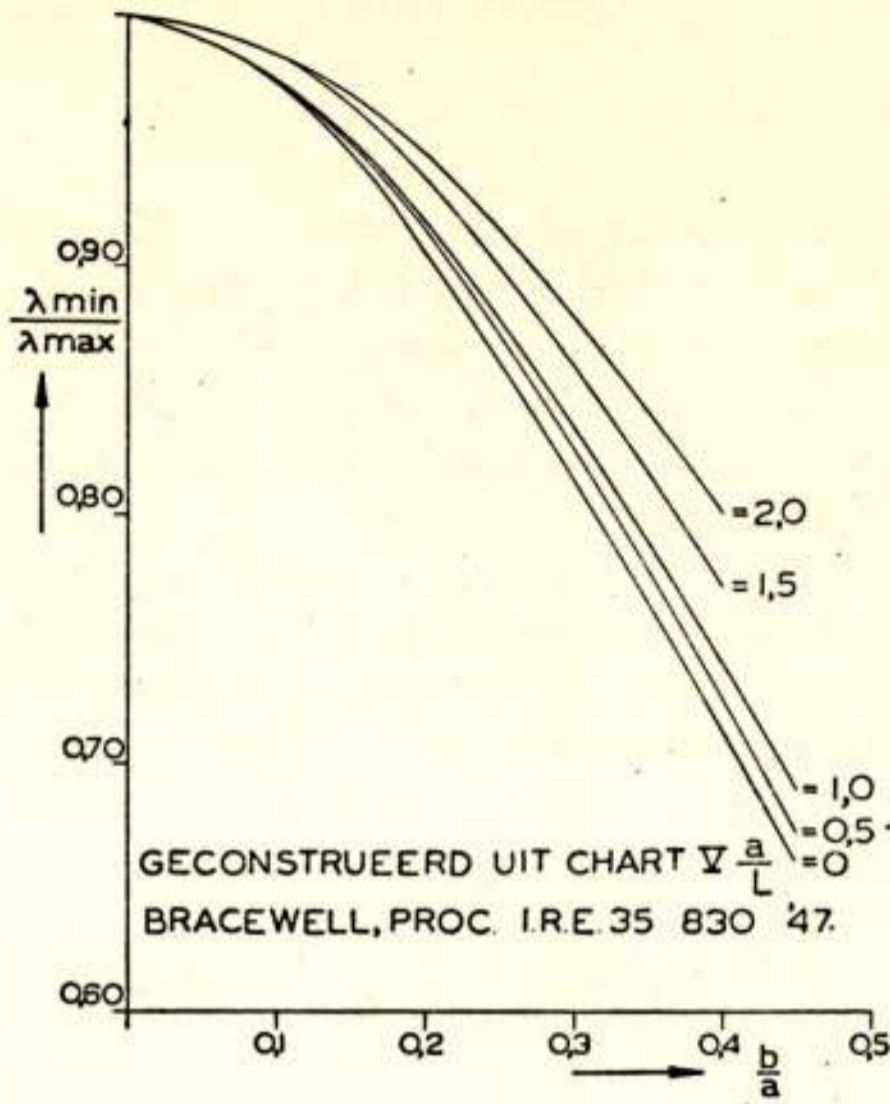


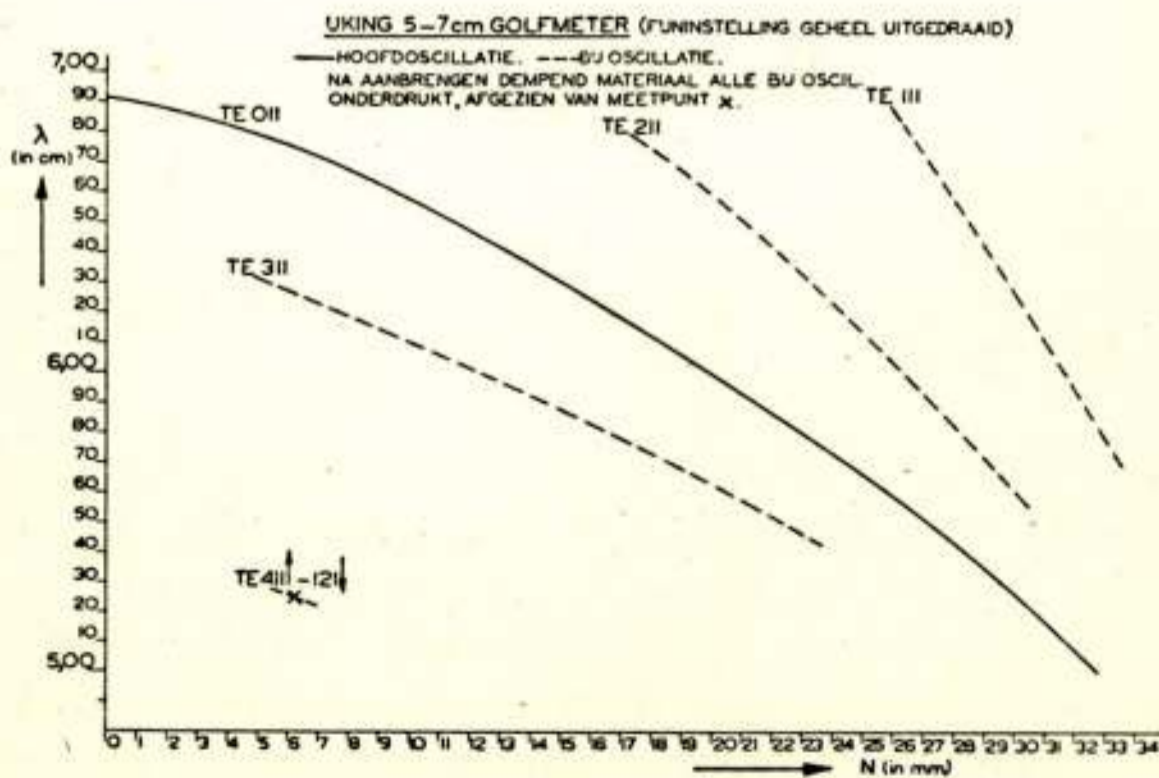
Foto 3.
Detail van de in- en uitkoppeling van de beschreven golfmeter.



Grafiek I.

Weergevende het juiste verband tussen $\frac{\lambda_{min}}{\lambda_{max}}$ en de diameterverhouding $\frac{b}{a}$ van de coaxiale TE_{011} resonator. Als parameter is genomen de verhouding van de boring tot de resonatorlengte d.i.: $\frac{a}{L}$.

(Verbetering van grafiek 9 van Allan en Curling)



Grafiek II.

Ijking van de 5-7 cm golfmeter

Octrooien

Openbaar gemaakt 15 Mei 1951.

- O.A. 131902, kl. 95b2. N.V. Philips. Inrichting voor het opwekken van in faze gemoduleerde trillingen met behulp van een deflectiebuis met afwijkbesturing van de electronenbundel.
- O.A. 127632, kl. 95a5. N.V. Philips. Impulsgenerator met een electronenbuis, die een stuurrooster, een schermrooster, een stroomverdelingsrooster en een anode bevat.
- O.A. 115816, kl. 97ca2c. C. Lorenz A.G. Stelsel voor dubbeltootelegrafie.
- O.A. 137412, kl. 95d5. Bell Telephone. Inrichting voor het signaleren van een verkeerde werking, of het dreigen verkeerd te gaan werken van één van een aantal electriche toestellen, b.v. versterkerbuizen.
- O.A. 126766, kl. 95d5. N.V. Philips. Beveiliging van de eindbuizen van een versterker tegen overbelasting, in 't bijzonder van in balans geschakelde eindbuizen in B-instelling.
- O.A. 142133, kl. 95h4a1a. Patelhold A.G. Variabele condensator voor stroombelastingen van meer dan 10 A.

Openbaar gemaakt 15 Juni 1951.

- O.A. 121223, kl. 95a5. N.V. Philips. Inrichting voor het automatisch verkrijgen van een vast frequentie- en fazeverband tussen een hoogfrequente trilling en een trilling van veel lagere frequentie, waarbij harmonischen van de lagere frequentie in de vorm van korte impulsen met de hoogfrequente trilling aan een mengtrap worden toegevoerd, aan welke mengtrap via een laagdoorlatend filter een regelspanning wordt ontleend, die de frequentie en faze van één van de twee genoemde trillingen beïnvloedt.

He.

Boekbespreking

Handboek der Radiotechniek, samengesteld door Rens & Rens. Deel III. Ontvangers en Versterkers. Prijs geb. f 36.—, 516 blz. Per stel van 7 gebonden delen f 175.—. N.V. Uitgeversmaatschappij AE. E. Kluwer, Deventer.

In deze serie van zeven delen, waarvan men in het vorige nummer van dit tijdschrift deel II, „Grondslagen der Radiotechniek”, besproken vindt, is als tweede boek het deel „Ontvangers en Versterkers” verschenen.

Waar deel II zich uiteraard met de principiële zijde der radiotechniek bezig houdt, ligt het zwaartepunt van deel III bij de praktische problemen, die zich bij ontvangers en versterkers voordoen. Bij een eerste indruk blijkt reeds, dat de verschillende medewerkers, een 25-tal bij dit deel, dagelijks met de door hen behandelde materie in aanraking komen. M.i. is dit de grote verdienste van dit boek, want in het algemeen zijn zij, die midden in de praktijk staan,

er niet licht toe te brengen als auteur op te treden. Het zal de samenstellers dan ook ongetwijfeld veel moeite gekost hebben een zo groot aantal geschikte medewerkers bereid te vinden.

Wat de inhoud betreft het volgende. Na een algemene inleiding wordt het principe van de directe- en de superheterodyne ontvanger besproken. De omroepontvanger voor amplitude-modulatie wordt in een 200 pagina's tellend hoofdstuk van alle zijden belicht, aan de ontvanger voor frequentie-modulatie is een apart hoofdstuk gewijd. Zeer veel praktische gegevens vindt men in de hoofdstukken, welke de voornaamste onderdelen en enige uitgevoerde ontvangers gedetailleerd behandelen. Ook de communicatie- en de superregeneratieve ontvanger, welke men in de Nederlandse literatuur weinig beschreven vindt, worden degelijk besproken. In het laatste hoofdstuk worden de l.f. versterkers behandeld.

Aangezien het niet mogelijk is een dergelijk omvangrijk boekwerk in korte tijd geheel serieus door te nemen, moest naast een algemene indruk, met het kritisch doorlezen van enkele gedeelten worden volstaan. Hierbij valt op, dat de verschillende onderwerpen verantwoord en degelijk behandeld zijn, de argumentering helder is, waarbij men steeds in 't oog heeft gehouden, dat het boek bestemd is voor de goed ontwikkelde radiotechnicus. Van een aantal kritische opmerkingen, welke ik bij genoemde doorlezing maakte, mogen hier enkele volgen.

Waar getracht is de inhoud zoveel mogelijk in overeenstemming te brengen met de huidige stand der techniek is het jammer dat bij de bespreking van ruis het begrip ruisgetal niet wordt genoemd. Dat de triode uit dit oogpunt gunstiger is dan de pentode wordt niet naar voren gebracht.

Bij de berekening der signaal ruisverhouding van een communicatie-ontvanger wordt ten onrechte de indruk gevestigd, dat aanpassing van de antenne aan de ingangskring hier de gunstigste oplossing is.

In vergelijking met de uitgebreide behandeling van voedingstransformatoren en afvlaksmoorspoelen zijn de l.f. transformatoren en h.f. smoorspoelen wel wat kort behandeld. De in dit laatste gedeelte gemaakte opmerking, dat de eigen capaciteit toeneemt met het aantal windingen is niet juist; door het grotere aantal lagen zal deze afnemen.

Bij de opgave der ruisspanning van weerstanden (blz. 273) wordt de bandbreedte, waarbij deze spanning optreedt, niet genoemd. De verklaring der werking van een ontvangantenne (blz. 93) m.b.v. een statisch veld is wel erg simplistisch.

Resumerende kan gezegd worden, dat dit zeer goed verzorgde boek een welkome aanwinst is voor de Nederlandse radiolitteratuur. Behalve als leerboek zal het door het groot aantal praktische gegevens ook als naslagwerk kunnen dienen. Aan allen, die zich op dit gebied der radiotechniek degelijk wensen te oriënteren, kan dit boek warm worden aanbevolen.

H. de B.

F. Kerkhof en Ir W. Werner: *Televisie*. Uitgave Meulenhoff & Co N.V. Amsterdam 1951. 458 blz. Prijs f 23.50.

Het boek *Televisie*, dat deel uitmaakt van de Philips Technische Bibliotheek, is zoals de schrijvers in het voorwoord mededelen, ontstaan uit een cursus, welke

door beide schrijvers is samengesteld voor de opeliding van televisie technici bij de N.V. Philips Gloeilampenfabrieken. Het boek munt uit door helderheid en duidelijkheid. Van de lezer wordt een grondige kennis van de radiotechniek geëist. Voor de meer mathematisch geschoolde lezers zijn berekeningen met kleine letter in de tekst opgenomen, welke zonder schade voor het begrip van het geheel kunnen worden overgeslagen.

Naast een grondig inzicht in de fysische grondslagen van de televisietechniek geeft het boek een zeer waardevolle bron van inlichtingen voor de dimensionering van grootheden en schakelingen, welke o.i. alleen voor de televisie technicus van belang zijn.

De indeling van het boek is als volgt: Na een algemene inleiding worden de fysische grondslagen van de electronenaftasting behandeld. Vervolgens wordt een beschrijving gegeven van de samenstelling en de eigenschappen van de opneem- en weergeefbuizen. In het hoofdstuk „overbrengen en separeren van de informaties” komen de verschillende in gebruik zijnde televisie systemen ter sprake, t.w. het Engelse systeem, het Amerikaanse systeem, de Europese 625 lijnen standaard en de Franse 819 lijnen standaard. In de volgende reeks hoofdstukken worden de verschillende onderdelen en schakelingen, welke in de televisietechniek toegepast worden, behandeld: Het opwekken en toepassen van relaxatieverschijnselen, de afbuigingsgenerator, het opwekken van de eindanodespanning voor de kathodestraalbuis, (H.F., M.F. en V.F.) brede band versterkers, transmissielijnen en antennes, optische stelsels voor projectie en een hoofdstuk over kleurentelevisie. Tenslotte worden twee televisieontvangers aan de hand van volledige schema's besproken. De eerste ontvanger is geschikt voor het Engelse systeem met positieve modulatie. De tweede ontvanger is een projectieontvanger voor negatieve modulatie, ingericht voor het Europese 625 lijnen systeem. Deze laatstgenoemde ontvanger is tevens representatief voor het Amerikaanse systemen. Een lijst van televisie vaktermen en een zeer uitgebreid literatuuroverzicht completeren het geheel.

Behalve in de Nederlandse taal wordt het boek ook uitgegeven in het Engels, Frans en Duits. In de Nederlandse uitgave is zeer veel aandacht besteed aan de juiste Nederlandse benamingen.

Resumerende kan gezegd worden, dat het boek een belangrijke aanwinst vormt voor de televisie literatuur en dat het warm aanbevolen kan worden aan een ieder, die zich in de televisietechniek wil verdiepen.

F. M.

Ontvangen Tijdschriften enz.

Journal of the Franklin Institute, Juni, July, 1951.

Wireless Engineer, July, Aug. 1951.

Nat. Bureau of Standards, Basic Radio Predictions for October 1951.

Nat. Bureau of Standards, Technical News Bulletin, April 1951.

Annales des Telecommunication, Vol. 28, Mei, Juni 1951.

Transactions of Chalmers University of Technology, Gothenburg, Zweden.

(Reports from the Research Laboratory of Electronics Nrs 16-21, 23).

Polar Blackouts Recorded at the Kiruna Observatory by Rune Lindquist.

Some Calculations of Ray Paths in the Ionosphere by Sven K. H. Forsgren.

Experimental Observations of Double-Stream Amplification by Bertil N. Agdur.
Noise Measurements on a Traveling Wave Tube by Bertil N. Agdur and
Carl-Gösta L. Åsdal.

Vertical Recording of Rain by Radar by Sven K. H. Forsgren and Olof F.
Perers.

Microwave Propagation in the Optical Range by Olof F. Perers, Bo K. E.
Stjernberg and Sven K. H. Forsgren.

A 16 KW Panoramic Ionosphere Recorder by Rune Lindquist.

Ericsson Review, Nr 1, 1951.

Radio Revue, July-Aug. 1951.

P.T.T. Bedrijf, Juni 1951.

De Ingenieur, Jrg 62 Nrs 25-31.

Verslag

*Verslag van het examen radiotechnicus en monteur gehouden in April, Mei,
Juni en Juli 1951.*

Het schriftelijk examen radiotechnicus en radiomonteur werd gehouden op 12 en 13 April 1951. Aangemeld hadden zich 132 kandidaten voor technicus (waarvan teruggetrokken 2) en 208 voor monteur (waarvan teruggetrokken 10). Wegens onvoldoend schriftelijk examen werden afgewezen 42 kandidaten technicus en 84 kandidaten monteur. Voor het mondeling gedeelte werden opgeroepen 88 kandidaten technicus en 114 kandidaten monteur (1 niet opgekomen), welke mondelinge examens werden gehouden op 28-29 Mei, 7-8-21-22 Juni en 2-3 en 9 Juli.

Afgewezen werden 40 kandidaten technicus en 59 kandidaten monteur.

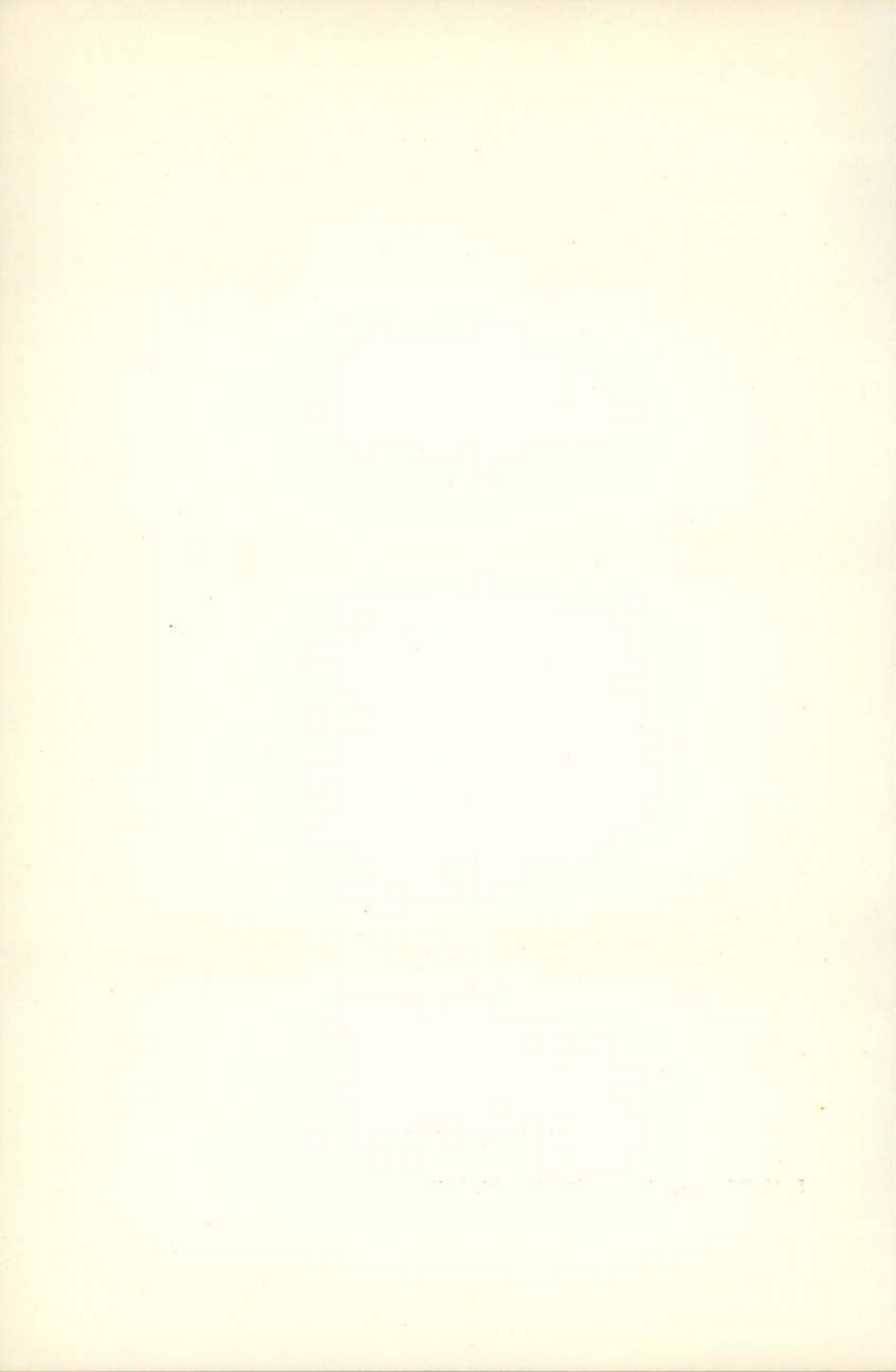
Geslaagd zijn in totaal 47 kandidaten technicus en 53 kandidaten monteur.

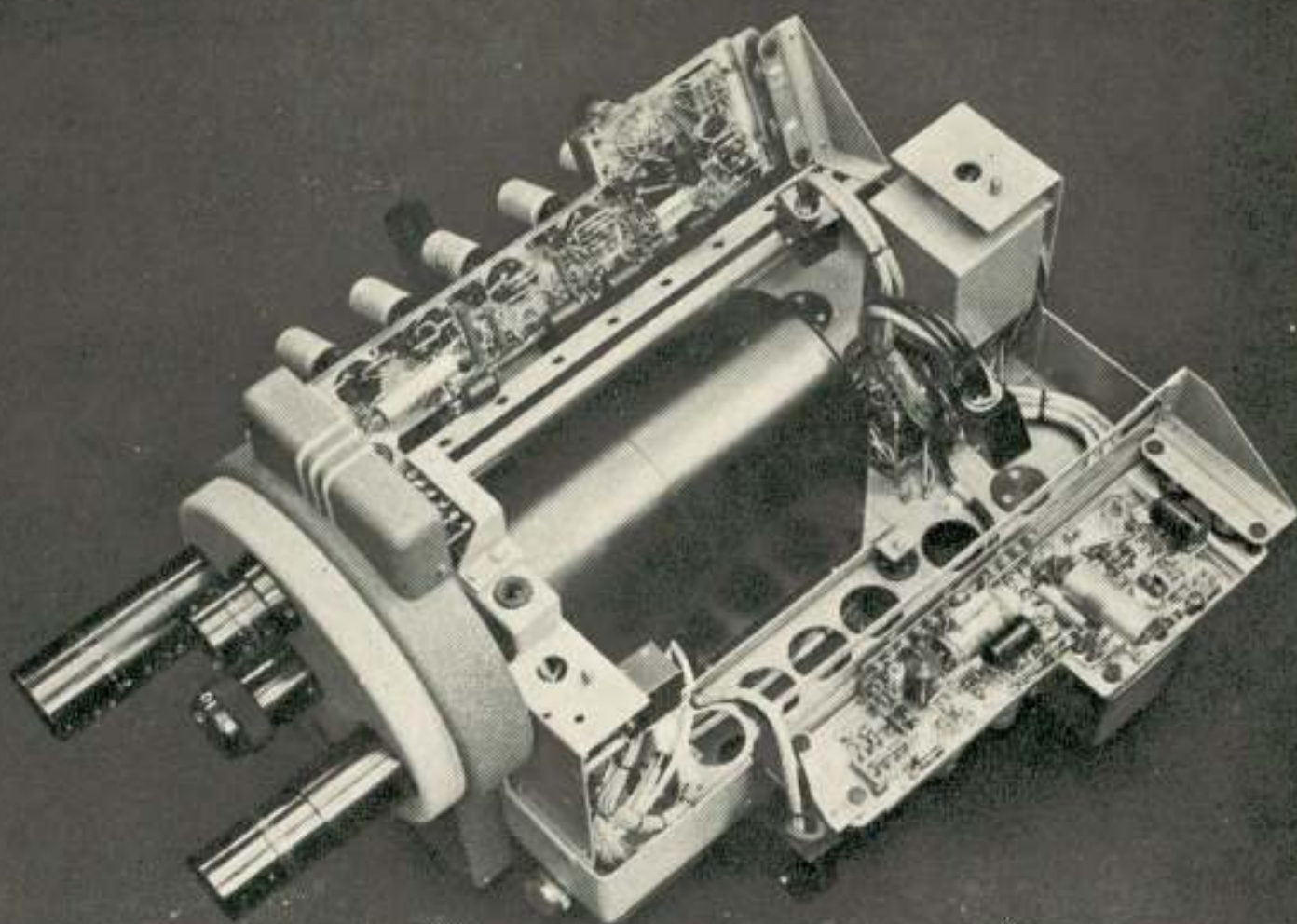
1 candidaat monteur en 1 candidaat technicus werden voor een herexamen in aanmerking gebracht. De 7 kandidaten herexamen slaagden allen.

Bij vele kandidaten bleek een groot gebrek aan kennis van en inzicht in de eenvoudige, fundamentele zaken. Zonder voldoende kennis van de wiskunde en de natuurkunde is een vruchtbare studie der radiotechniek niet mogelijk. Bij het onderzoek naar de toestelkennis en de vaardigheid in het uitvoeren van metingen bleek in vele gevallen een groot gebrek aan ervaring. Nogmaals zij er op gewezen, dat bij de opleiding aan dit practisch gedeelte meer aandacht moet worden geschonken.

Nieuwe leden

Ir G. Schouten, Hof van Delftlaan 31, Delft.





Philips' nieuwste, zeer gevoelige televisie-camera type SBE 521, voorzien van een revolverkop met 4 lenzen van verschillende brandpuntafstanden.

Philips' Telecommunicatie Industrie v/h N.S.F. fabriceert en levert alle apparatuur, benodigd voor de opname en uitzending van televisieprogramma's: camera's, contrôle-lessenaars, regie-tafels, beeld- en geluidsenders en straalzenders bestemd voor relais-verbindingen.

De foto toont het inwendige van de nieuwste televisie-camera. De verschillende onderdelen zijn gemakkelijk toegankelijk doordat de beide zijwanden naar buiten kunnen worden opengeklapt. Bovenaan is de videoversterker zichtbaar, rechts-onderaan de tijdbasiseenheid.



N.V. PHILIPS' TELECOMMUNICATIE INDUSTRIE
v/h N.V. NEDERLANDSCHE SEINTOESTELLEN FABRIEK — HILVERSUM