

De constantheid en de nauwkeurigheid van de frequentie van de in een kristaloscillator opgewekte wisselstroom

door E. J. Post en J. W. A. van der Scheer ¹⁾

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 27 Maart 1953.

SUMMARY

This paper deals with the frequency stability and the frequency accuracy of crystals and crystal-oscillators. The bulk of the material is meant to consider the practical possibilities for an improvement of the frequency accuracy of commercial communications up to a level of 10^{-6} or better.

The first part reviews the physical properties of crystals which are thought to be important for a discussion of their application as frequency stabilisers.

A note has been added about the density of the frequency spectrum of thickness resonators. Praedimensioning only accounts for the worst interferences. In some cases bevelling of the resonator will give a complete solution.

The first part concludes with a report of a verbal discussion about optimum obtainable stabilities.

The second part compares the merits of existing oscillator circuits and mentions the requirements that should be satisfied by a good crystal-oscillator circuit. The questions of mechanical and electrical calibration and its practical consequences for the design of the circuit are discussed in detail. A few propositions are made for general improvement and standardisation of the existing circuits.

Frequentieconstantheid van kristallen en kristaloscillatoren.

I. Probleemstelling.

Iedere ontwerper van elektronische apparatuur, die zijn toevlucht neemt tot het gebruik van een kristaloscillator, beoogt hier in het algemeen mee voor een bepaald doel een frequentie beschikbaar te hebben, die over korte of lange duur aan een

¹⁾ Radiolaboratorium PTT, den Haag

hoge graad van constantheid beantwoordt. Maar behalve dat, wenst hij ook vaak de betreffende frequentie tot op zekere hoogte te gebruiken als een *frequentienormaal*; hij wil verzekerd zijn dat de frequentie niet meer dan in de zoveelste decimaal van de nominale frequentie afwijkt. Deze twee punten dienen goed onderscheiden te worden; het nauwkeurig ijken van een kristaleenheid onder nauwkeurig vastgestelde condities waarvoor deze ijking geldt, geeft aanzienlijk meer moeilijkheden dan het maken van een kwartsresonator zonder meer.

Wat kan er nu aan worden gedaan opdat de gebruiker van kwartskristallen, wat dit betreft, zoveel mogelijk waar voor zijn geld krijgt en in het bijzonder, wat kan de gebruiker daar zelf aan doen.

Getuige de dagelijkse ervaring van kristalproducenten is de gebruiker er zich in het algemeen onvoldoende van bewust, dat de vervaardiger van het kristal hem alleen potentieel in de gelegenheid kan stellen om bepaalde normen te bereiken. Het is de bedoeling van deze voordracht de critieke punten in dit opzicht nader aan te stippen en de maatregelen aan te duiden, die in deze zaak orde zouden kunnen scheppen. Uiteraard zal blijken, dat de technische fantasie van de ontwerper van „leuke kristalstuurtrapjes” in doelmatige banen geleid moet worden om zowel de *definitie* als ook de *stabiliteit* van de opgewekte frequentie tot een maximum op te voeren.

Als eerste oriëntatie mogen hier enige getallen worden genoemd, die in de loop van het betoog nader zullen worden besproken. De op de voorgrond tredende oorzaken van verandering van de opgewekte frequentie, die we willen aangeven in relatieve maat, zijn:

1. *Temperatuur*: afhankelijk van kristalsnede is de variatie ca $\pm 1 \text{ à } 2 \cdot 10^{-6}/^\circ \text{C}$.
2. *Montage*: voor gesoldeerde eenheden is de invloed van schok veelal verwaarloosbaar, voor niet gesoldeerde eenheden kan een afwijking van de orde $\pm (1 \text{ à } 5) \cdot 10^{-5}$ optreden.
3. *Veroudering*: voor normale productie-eenheden is deze maximaal $+ 1 \times 10^{-5}$.
4. *Oscillatorschakeling*: De waarde van de frequentie kan hierdoor, afhankelijk van de snede, variaties ondergaan van maximaal $1 \text{ à } 3 \times 10^{-3}$.

Het laatste punt is het eigenlijke „*pièce de résistance*” van

deze gedachtenwisseling en zal daarom vooral aan een nader onderzoek worden onderworpen.

Men moet zelfs nog zeggen, dat de onder 4 genoemde variaties maatgevend zijn mits men bepaalde beperkingen in aanmerking neemt.¹⁾ Maar ook zonder dat is het duidelijk, dat de variaties genoemd onder 1, 2 en 3 volkomen verdrinken in die genoemd onder 4, en juist op dit punt speelt de gebruiker een overwegende rol.

Men zal zich afvragen, omdat de onder 4 genoemde variatie ook door de kristalsnede bepaald wordt: „Is het niet mogelijk om kristalsneden te ontwikkelen, waarbij de invloed van de schakeling gereduceerd wordt tot 10^{-5} of minder?” Het antwoord is: „Ja!” Men moet zich dan echter toeleggen op de vervaardiging van resonatoren, die zeer weinig piëzo-electrisch zijn. Het is duidelijk, dat dit tot absurde consequenties voert en men doet dan ook beter te onderzoeken in hoeverre de vertrekingsmogelijkheden, genoemd onder 4, in juiste banen geleid kunnen worden.

II. Vervangingsschema.

Het doet misschien vreemd aan dat een *mechanische* resonantie zoals die in een kwartskristal optreedt, zo sterk beïnvloed kan worden door de elektrische omstandigheden. Men kan dit zo zien: zoals bij een zuiver mechanische resonantie de mechanische randvoorwaarden de eigenfrequentie beïnvloeden, zo kan bij een mechanische resonantie van een piëzo-electrisch medium, behalve de mechanische randvoorwaarde, ook de elektrische randvoorwaarde haar invloed doen gelden. Dit leidt tot een beschouwing

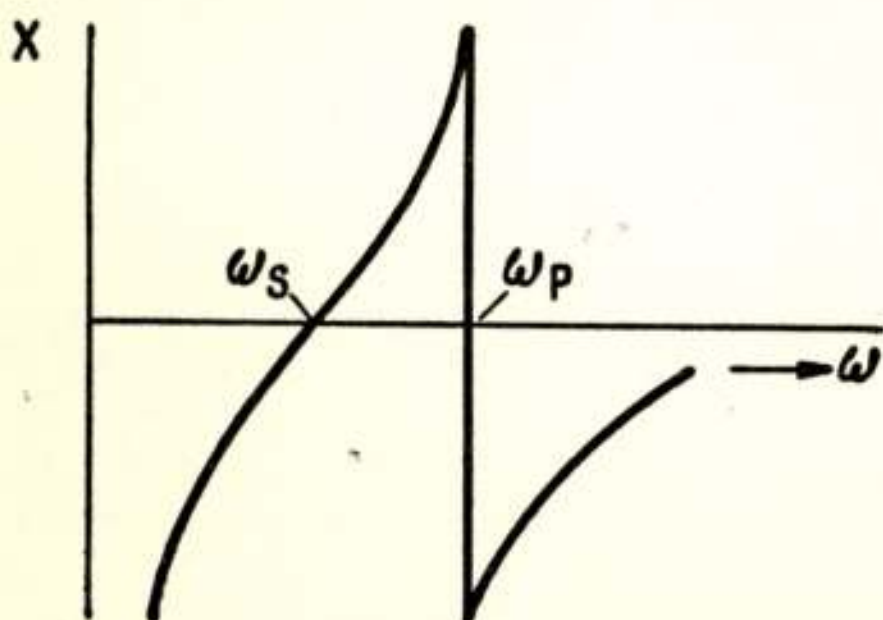


Fig. 1

Reactantiediagram van een kristal

van het elektrische vervangingsschema van het kristal, omdat het vervangingsschema direct reken-schap geeft van genoemd fysisch verschijnsel in termen, die ook bij de electro-technicusineensaanspreken.

Meet men de reactantiekarakteristiek van een kristal in de omgeving van een mechanische eigenfre-

¹⁾ Deze beperkingen worden nog nader ter sprake gebracht (geen kristal + zelfinductie combinaties, zie p. 7 en volgende).

quentie en verwaarloost men de demping, dan krijgt men een figuur, die twee karakteristieke frequenties te zien geeft: ω_s en ω_p . (fig. 1). Bij deze frequenties is de impedantie reëel en respectievelijk minimaal of maximaal (0 en ∞ indien de demping nul is). De normaal voorkomende oscillatorschakeling brengt het kristal in trilling in een frequentie, die ergens tussen deze karakteristieke frequenties ω_s en ω_p ligt. De vraag hoe men deze opgewekte frequentie zo goed mogelijk in de hand heeft, zal in het bijzonder in de laatste voordracht worden besproken.

Gaat men na welke netwerken een reactantie als in fig. 1 te zien geven, dan komt men volgens Forster tot de volgende drie equivalente netwerken.

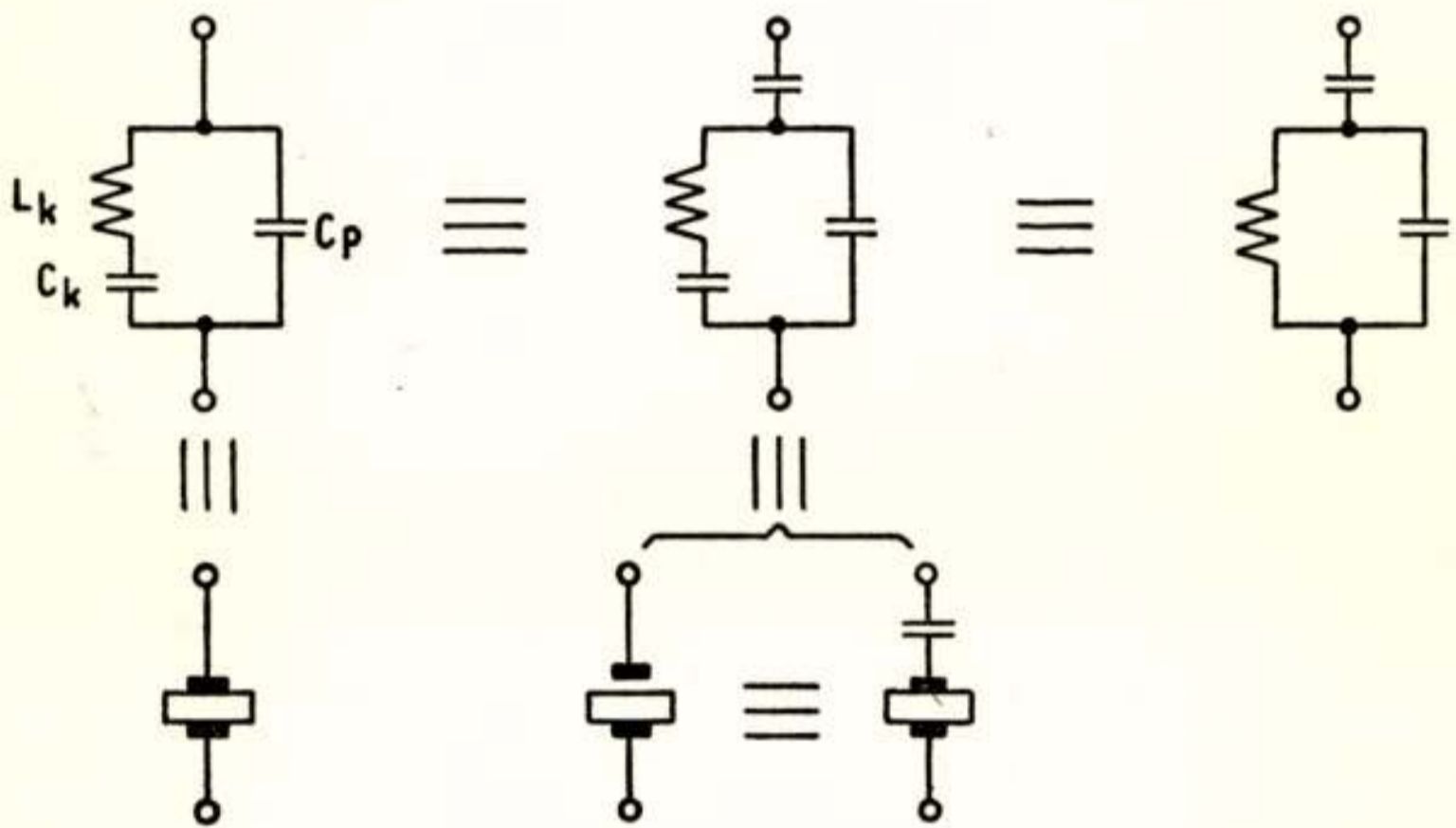


Fig 2.

De drie equivalente netwerken die het electrisch gedrag van een kristal kunnen weergeven.

Om betrekkelijk voor de hand liggende redenen komen vooral de beide linker netwerken voor fysische interpretatie in aanmerking. Zoals in de figuur aangegeven correspondeert het linker netwerk met een kristal zonder luchtspleet (b.v. met opgedampte elektroden), terwijl het middelste netwerk meer in aanmerking komt voor een kristal met luchtspleet of kristal met seriecapaciteit.¹⁾

Voor het nader preciseren van de electrische eigenschappen is het dienstig wat nader op de fysische interpretatie in te gaan; we nemen hiervoor het kristal zonder luchtspleet. Zijn

¹⁾ Een luchtspleet is equivalent aan een serie C.

de in aanmerking komende vlakken van het plaatje volledig met electroden bedekt, dan kan opgemerkt worden dat $C_p : C_k$ voor een bepaalde snede en voor een bepaald type resonator constant is. C_p mag men met de normale capaciteit van de electroden-bekleedsels identificeren. De L_k, C_k -tak daarentegen geeft rekenschap van het piëzo-electrisch gedrag en de stroom in deze tak wordt, zoals misschien zal worden gevoeld, vooral van betekenis in de buurt van een mechanische resonantie. Deze stroom is altijd aanwezig naast de diëlectrische stroom; buiten resonantie wordt hij echter verwaarloosbaar ten opzichte van de diëlectrische stroom.

De $C_p : C_k$ verhouding kan op eenvoudige wijze in verband worden gebracht met het relatieve verschil van de beide karakteristieke frequenties ω_s en ω_p van het circuit en wel door de volgende formule:

$$\frac{C_k}{2 C_p} = \frac{\Delta \omega}{\omega} \quad \begin{cases} \Delta \omega = \omega_p - \omega_s \\ \omega = \frac{1}{2} (\omega_p + \omega_s) \end{cases}$$

Voor de meest voorkomende kristalsneden van kwarts geven we enige getallen.

TABEL I.

	$C_p : C_k$	$\Delta \omega : \omega$
<i>X</i> snede y golf	125	$4 \cdot 10^{-3}$
<i>AT</i> „	250	$2 \cdot 10^{-3}$
<i>BT</i> „	450	$1,1 \cdot 10^{-3}$
<i>CT</i> „	275	$1,8 \cdot 10^{-3}$
<i>HT</i> „	310	$1,6 \cdot 10^{-3}$
<i>AT</i> „ 3e boventoon	2250	$2 \cdot 10^{-4}$
<i>AT</i> „ 5e boventoon	62500	$1,6 \cdot 10^{-5}$

Voor boventoon-kristallen kan men $C_p : C_k$ berekenen uit de $C_p : C_k$ waarde voor de grondfrequentie; $C_p : C_k$ is nl. evenredig met het kwadraat van de orde der harmonische.

De cijfers in de laatste kolom tonen duidelijk aan, dat punt 4 als mogelijke oorzaak van slechte frequentiedefinitie zeer belangrijk kan zijn. Volledigheidshalve mag hier ook nog even genoemd worden, dat de cijfers voor *AT*- en *BT*-sneden in de

practijk minder goed reproduceerbaar zijn dan die voor de overige sneden. *AT*- en *BT*-sneden worden voornamelijk gebruikt voor frequenties boven 1 MHz. Het genoemde verschijnsel houdt verband met het feit, dat nevenresonanties, die in dit hoge frequentiegebied zeer moeilijk zijn te ontgaan, aanzienlijke invloed kunnen uitoefenen op de parameters van het vervangings-schema der gewenste frequenties. Voor *AT*- en *BT*-sneden geven de in de kolom vermelde cijfers een redelijk gemiddelde. Voor in de hoeken geklemde kristallen, voor kristallen met luchtspleet of kristallen, die slechts gedeeltelijk met elektroden bekleed zijn, zullen de opgegeven cijfers voor $C_p : C_k$ echter aanzienlijk groter zijn, in de orde van 1, 2 - 3.

Stelt men nu de vraag hoe van de bestaande piëzo-electrische vertrekingsmogelijkheid der frequentie een zo juist mogelijk gekruik kan worden gemaakt, dan kan direct het volgende punt worden genoemd. *Men kan de combinatie kristal + oscillator electrisch nadjken.* Dit is zeer belangrijk omdat het uiterst moeilijk is de mechanische ijking door slijpen, etsen of opdampen voldoende hoog op te voeren. Vergelijkt men de bij kwartskristallen bereikbare mechanische afregelnauwkeurigheid met die, welke voor een maatcaliber wordt verkregen ($\pm 2 \cdot 10^{-5}$), dan blijken de normen ongeveer overeen te stemmen. Wenst men derhalve een frequentie-instelling van omstreeks $1 \cdot 10^{-6}$, zoals onlangs in „PTT Bedrijf”¹⁾ werd bepleit, dan *moet* men electrisch nadjken. Een dergelijk naregelen is bovendien reeds nodig om de mogelijk optredende veroudering op te vangen, die ca $+ 1 \cdot 10^5$ kan bedragen.

Gezien de cijfers, die in het voorgaande voor de piëzo-electrische vertrekingsmogelijkheid zijn gegeven, is het helemaal niet nodig om met de mechanische afregeling tot het uiterste van $2 \cdot 10^{-5}$ te gaan. Men kan uit het voorgaande besluiten, dat de piëzo-electrische vertrekbaarheid der frequentie een gelukkige omstandigheid is, die ons in staat stelt de kwaliteit van de combinatie kristal + oscillator als *frequentienormaal* aanzienlijk op te voeren.

Alleen voor de boventoon-kristallen is het nodig om redenen, die uit het voorafgaande duidelijk zullen zijn²⁾, de mechanische frequentie-afregeling tot het uiterste op te voeren. Alhoewel met „overtones” onder gunstige omstandigheden een zeer stabiele frequentie is op te wekken, zijn deze eenheden als frequentienormaal moeilijker te gebruiken.

¹⁾ Vormer, J.J., PTT Bedrijf, Dec. 1952, pag. 14

²⁾ Zie tabel I, blz. 187.

In verband met het vastleggen van de nominale frequentie mag hier nog even de soms voorkomende combinatie kristal + zelfinductie besproken worden. Dit geeft een uitbreiding van de vertrekingsmogelijkheden. Plaatsing van een capaciteit in serie of parallel aan de klemmen van het kristal laat de aard van het netwerk onveranderd. Bij combinatie kristal + zelfinductie is zulks niet meer het geval. Men vermeerdert dan het aantal karakteristieke frequenties met één. Fig 3 brengt dit in beeld.

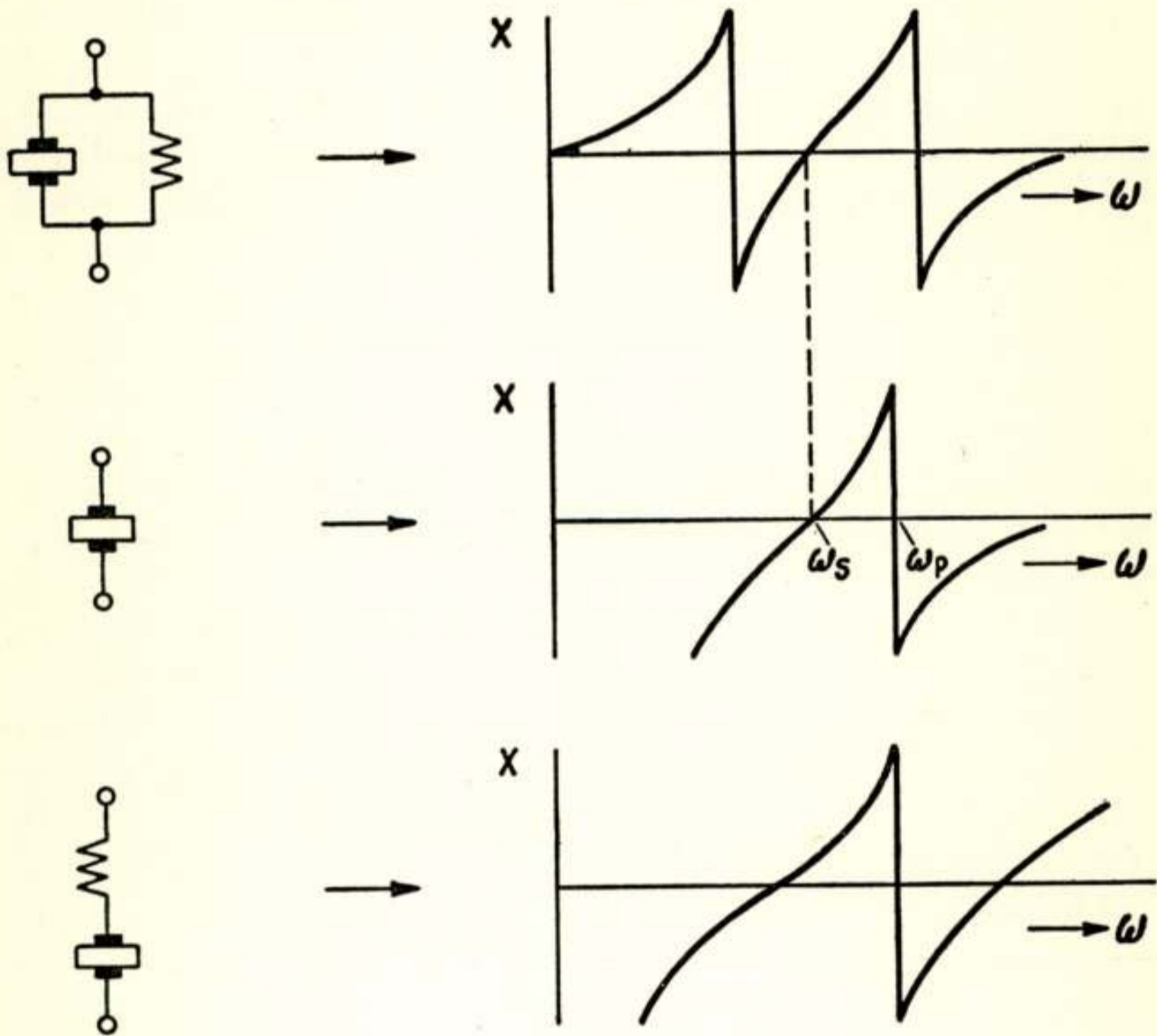


Fig. 3

Reactantiediagrammen van spoel-kristalcombinaties vergeleken met het reactantiediagram van het kristal alleen.

In het eerste geval (parallel) blijft de serieresonantie van het kristal op zijn plaats, in het tweede geval (serie) blijft de parallelresonantie op zijn plaats. Gebruikt men dergelijke combinaties in kristaloscillatoren, dan is het mogelijk dat de opgewekte frequentie niet ondubbelzinnig is bepaald. De schakeling, waarbij de spoel in serie met het kristal staat, wordt wel toegepast om de seriefrequentie te verlagen; men dient zich dan

echter te hoeden voor de genoemde complicatie, reden waarom deze schakeling niet wordt aanbevolen. Men regelt bij voorkeur de frequentie van het kristal, dat in een serieresonantie-schakeling zal worden gebruikt, iets onder de nominale frequentie af om het met een seriecapaciteit op frequentie te kunnen brengen. Voor parallelresonantie wordt het kristal met een door de gebruiker op te geven waarde van de parallelcapaciteit in de buurt van de nominale frequentie gebracht. Na stemmen van deze capaciteit geeft dan de elektrische ijking. Omdat kleine onnauwkeurigheden in de opgave van de gewenste serie- of parallelcapaciteit, voor kleine waarden van deze, een relatief grote invloed hebben, verdient het aanbeveling om deze capaciteit voor beide gevallen (d.w.z. serie- en parallelimpedantie-oscillator) redelijk groot te houden. Alleen met boven- toon-kristallen kan men in de omstandigheid komen, dat dit recept geen uitkomst biedt, omdat een capaciteit in serie of parallel aan het kristal niet voldoende variatie toelaat.

Wat het vervangingsschema aangaat, moet nog de kwestie van de belasting worden genoemd. Men hoort vaak twee lezingen over de oorzaak van kristalbreuk. De een noemt dissipatie, de ander te grote amplitude als bepalende factor. Voordat echter het dissipatiecriterium ten opzichte van het amplitudecriterium zou overwegen, zou het kristal om renenen van veel te hoge demping reeds lang onbruikbaar zijn. Het is wel normaal, dat dissipatie de temperatuur van het kristal verhoogt, waardoor dus de frequentie wordt beïnvloed. Dit speelt echter alleen een rol bij kristallen voor hoge frequenties (2 MHz en hoger), die in vacuum zijn opgesteld. Voor ieder normaal kristal is de amplitude echter het maatgevende criterium om de breukmogelijkheden te beoordelen. Het is niet de diëlectrische stroom, doch uitsluitend de piëzo-electrische stroom, dat is dus de stroom in de zg. mechanische L_k, C_k -tak, die met de mechanische trillingsamplitude van het kristal samenhangt. Elders vindt men nader uitgewerkte gegevens over de maximaal toelaatbare stroom in deze tak voor de verschillende typen van kwartsresonatoren ¹⁾, waarbij een veiligheidscoëfficiënt van ca 5 is aangenomen.

Voor hoge frequenties (7–10 MHz) kan de toelaatbare stroom zeer aanzienlijk worden (0,1–0,2 amp.), waardoor het mogelijk is stuurtrappen van groot vermogen te maken (0,1–0,4 kW), mits men niet te erg op de stabiliteit van de frequen-

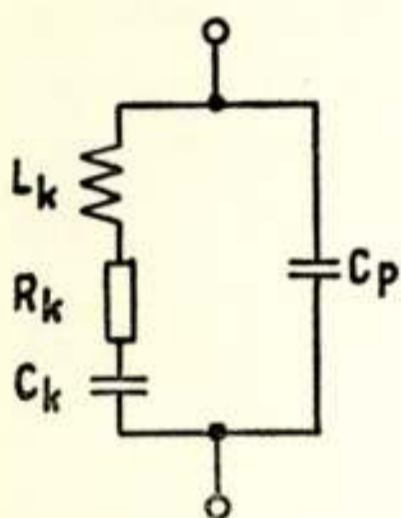
¹⁾ Post, E.J. en Pit, H.F., P.T.T. Bedrijf, Mei 1950, pag. 39

Vormer J. J., Tijdschrift N.R.G., Vol. 15-3, Mei 1950, p 93.

tie let. Voor lage frequenties tot 1 MHz zij men voorzichtig; de toelaatbare stroom is hier van de orde 1-10 mA en het is vooral in dit gebied, dat het meest tegen de belastingsnormen wordt gezondigd.

Alhoewel de demping van kwartskristallen zeer laag is, is het toch nodig een indruk van deze demping te hebben om de werking in een bepaald oscillatorcircuit te kunnen beoordelen, omdat dit circuit de dempingsreductie moet geven die nodig is om het geheel een ongedempte trilling te doen uitvoeren. Probeer men deze demping in het vervangingsschema tot uitdrukking te brengen, dan valt op te merken, dat het voornamelijk de mechanische tak is waarin men een dempingslid dient op te nemen.

Het vervangingsschema wordt dan zoals in fig. 4 aangegeven. Evenals bij een gewoon L, C, R circuit, kan een Q gedefinieerd worden:



$$Q = \frac{\omega L_k}{R_k} \text{ (orde van grootte } 10^4 - 10^6 \text{).}$$

Let men op de capaciteitsdeling $C_k : C_p$ dan presenteert zich de grootte:

$$M = Q \frac{C_k}{C_p},$$

die evenals Q een kristalconstante is. $M =$ „figure of merit”, de grootte kan variëren tussen: 0,5

en 1000.

Uit een nadere analyse volgt, dat $M > 2$ de voorwaarde is om het kristal inductief te doen zijn. Voor minimum en maximum impedantie waarvoor het circuit „reëel is, vindt men in eerste benadering voor $M \gg 2$:

$$Z_{\text{minimum}} = R_k$$

Hierbij is $\omega = \omega_s$

$$Z_{\text{maximum}} = \frac{M}{\omega C_p} = R_k M^2 = PI$$

„ „ $\omega = \omega_p$

waarbij $PI =$ Performance Index.

Onder C_p kan men hier eventueel verstaan de capaciteit der elektrodenbelegsels plus de capaciteiten van montage en schakeling.

Aangezien M een constante van het kristal is, volgt uit de beide laatste formules, dat Z_{min} en Z_{max} beide de neiging hebben om bij toenemende frequentie af te nemen, analoog als bij een normaal L, C, R circuit.

III. Nevenresonanties.

Alhoewel dit zijdelings met het onderwerp verband houdt, lijkt het toch dienstig hier even nader in te gaan op het probleem der nevenresonanties. De storing van nevenresonanties is temperatuurafhankelijk als gevolg van het feit, dat de betreffende nevenresonanties sterker met de temperatuur veranderen dan de hoofdresonantie. Bij dikteresonatoren voor relatief hoge frequenties is dit een veelvoorkomend euvel, waartegen eigenlijk weinig of geen kruid gewassen is. Het spectrum van nevenresonanties wordt bij toenemende frequentie vrij spoedig zo dicht, dat men het interval tussen serie- en parallelresonantie der hoofdtrilling niet meer vrij kan houden van nevenresonanties.

Om een indruk te krijgen van de dichtheid van dit spectrum kan men zich afvragen hoeveel eigentrillingen ΔN voorkomen in een frequentieinterval $\Delta \nu$. *Beperken we ons tot trillingen, die uitsluitend van lengte en breedte afhangen* en veronderstellen we dat het plaatje isotroop is, dan geeft de volgende asymptotische formule het verband tussen ΔN en $\Delta \nu$.

$$\Delta N = 16 \pi S \frac{\nu^2}{c^2} \frac{\Delta \nu}{\nu} \quad \text{voor } \frac{c}{\nu} = \lambda \ll \sqrt{S}$$

Hierin is S het oppervlak van het plaatje en c een gemiddelde voortplantingssnelheid voor transversale en longitudinale elastische golven, terwijl ν de frequentie is in welke omgeving men het interval $\Delta \nu$ beschouwt. Voorwaarts is $c \approx 5 \cdot 10^5$ cm/sec.

Nemen we als voorbeeld een *AT*-snede met $S = 2$ cm² en $\nu = 2 \cdot 10^6$ Hz en voor $\Delta \nu$ de karakteristieke afstand tussen ν_p en ν_s , dan is $\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta \omega}{\omega} = 2 \cdot 10^{-3}$.

Men vindt dan voor

$$\Delta N = 16 \pi \cdot 2 \frac{4 \cdot 10^{12}}{25 \cdot 10^{10}} \cdot 2 \cdot 10^{-3} \approx 3$$

Dit wil zeggen tussen parallel- en serieresonantie komen al minstens 3 nevenresonanties voor, die alleen nog maar van lengte en breedte afhangen. Betreft men de dikte ook in de berekening, dan mag de overeenkomstige asymptotische formule voor het driedimensionale geval weliswaar niet meer gebruikt worden ($\lambda \ll$ dikte geldt niet); men mag echter wel concluderen, dat het aantal nevenresonanties nog groter wordt.

Het is een merkwaardige omstandigheid, dat de hier genoemde storing minder wordt naarmate de dichtheid van het spectrum toeneemt. Dit is een gevolg van het feit, dat de koppeling tussen de frequenties afneemt naarmate de verhouding der ordegetallen extreem wordt. De hoofdresonantie is immers vrijwel steeds een resonantie van zeer lage orde, nl. 1 voor de grondgolf en 3, 5 of meer voor boventonen. Hieruit volgt, dat vooral het gebied voor de middelhoge frequenties (1—6 MHz) de meeste moeilijkheden geeft.

In de praktijk zijn selectieve demping, speciale vormgeving en praedimensionering om de kwaadaardigste nevenresonanties te ontgaan, de meest toegepaste middelen om empirisch een gaatje te forceren in dit dichte spectrum teneinde de hoofdresonantie vrij te laten.

Volledigheidshalve zij nog opgemerkt, dat het hier genoemde verschijnsel de oorzaak is van de slecht reproduceerbare $C_p : C_k$ verhoudingen voor *AT*- en *BT*-sneden.

Er mag op gewezen worden dat de gebruikte asymptotische formule geldig blijft onafhankelijk van de contour van het oppervlak, mits onregelmatigheden in de contour klein zijn ten opzichte van de betrokken golflengte. In die zin geeft ΔN dus voor verschillende typen resonatoren, waarover men alleen de partiele informatie van de grootte van het oppervlak heeft, een soort statistisch gemiddelde.

Optimaal bereikbare stabiliteit met kwartsfrequentiestandaarden

Met een moderne frequentiestandaard is de *instabiliteit* tot 10^{-9} te beperken, voor korte duur kan dit zelfs 10^{-10} zijn. Dit getal wordt experimenteel verkregen door onderlinge vergelijking van meer dan twee standaarden van nagenoeg gelijke frequentie.

De *onnauwkeurigheid* van de absolute waarde van de frequentie is uiteraard groter. Onder onnauwkeurigheid dient in dit geval verstaan te worden de adjusterings fout die gemaakt wordt, of in rekening gebracht wordt, om het geheel nauwgezet in overeenstemming te brengen met de nominale waarde, welke volgt uit waarnemingen en berekeningen voor de astronomische tijdsbepaling; 10^{-8} is een getal dat de grootte orde aangeeft.

Voor de astronomische tijdmeting zou alleen het stabiliteits-

cijfer zin hebben, omdat deze tijd bij definitie als de juiste tijdmaat wordt genomen. De standaarden die gebruik maken van moleculaire spectraallijnen van gassen in het cm gebied hebben in het algemeen een minder grote stabiliteit dan kwartsstandaarden. De absolute nauwkeurigheid wordt hier in hoofdzaak bepaald door de stabiliteit. De fysisch beperkende factoren wat de stabiliteit betreft zijn Doppler verbreding en de statistische phasesprongen, die een gevolg zijn van het feit, dat men een servomechanisme gebruikt, dat reageert op de absorptie van een zeer groot aantal moleculen van het betreffende gas.

Keren we terug tot de kwartsstandaarden, dan kan men de oorzaken van de frequentiedeviaties in grove trekken in tweeën splitsen analoog aan de systematische en willekeurige fouten in een experiment. De systematische oorzaken zijn van overwegend technisch karakter (veranderingen van voedingsspanningen, schakelementen temperatuur en dergelijke), de willekeurige oorzaken zijn van meer principiële aard. We willen aannemen, dat de systematische deviaties tot een ideaal laag niveau zijn teruggedrongen. Als oorzaken van willekeurige deviaties zijn dan de volgende punten te noemen, die in hoofdzaak naar voren werden gebracht bij de zeer levendige discussie die dit onderwerp ontketende. Het is meer de bedoeling het besproken materiaal bijeen te brengen, dan het geheel aan een kritische vergelijkende beschouwing te onderwerpen.

1). *Amplitude variatie.*

Amplitude variaties van korte duur geven een zekere spectraallijnbreedte. De Q van het kristal is mede bepalend voor de maximaal optredende afwijking.

2). *Ruis.* ¹⁾

Het versterkerdeel van de oscillator produceert thermische ruis en in nog sterkere mate „Schottky” ruis. Deze ruisspanningen beïnvloeden de phase en amplitude van het signaal. De invloed wordt sterker naarmate men met kleinere signaalspanningen werkt.

¹⁾ Een recente studie over de invloed van elektrische ruis zie M. A. Blaquièrre, *Annales de Radio Electricité*, tome VIII, Jan. 1953, p. 36. De schrijver schat de grootte orde van deze invloed tussen 10^{-9} à 10^{-11} . (zie p. 78).

3). *Quasi statische amplitude variaties.*

Zo goed als de kristalfrequentie reageert op een verandering van temperatuur d.w.z. een verandering der ongeordende energie inhoud, zo mag men ook verwachten, dat een verandering

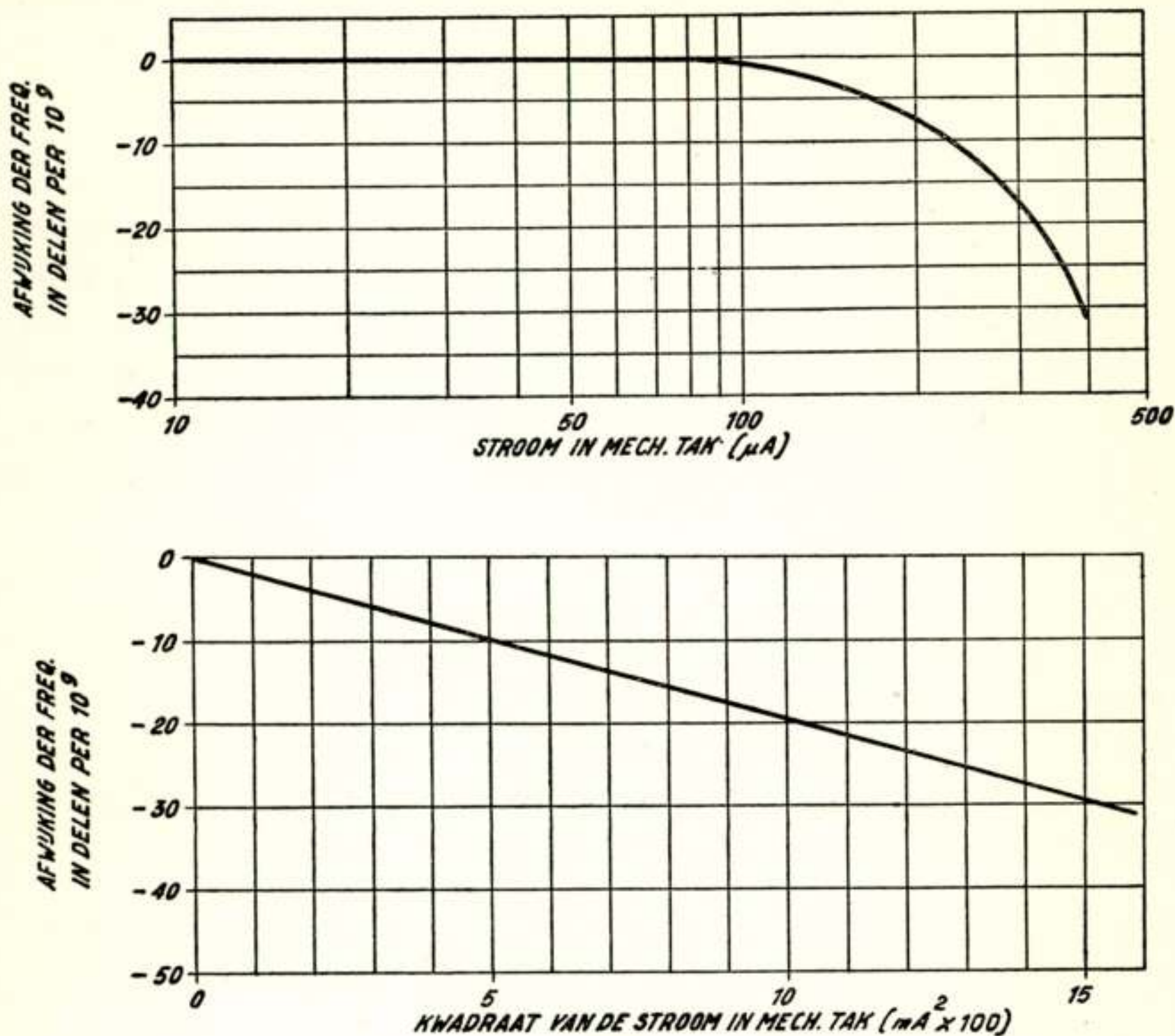


Fig. 5.

Boven is afgebeeld de oorspronkelijke graphiek van Shaul, onder ziet men de gelineariseerde graphiek (zie tekst). Volgens een schriftelijke mededeling van het National Bureau of Standards was dit gedrag voor de helft van het aantal geprobeerde kristallen reproduceerbaar.

in geordende energie (d.w.z. een verandering in de stroom der mechanische tak) een invloed op de frequentie zal hebben. Volgens Shaul (Proc. I.R.E. vol 33, 1950, p. 6) mag men voor een 100 kc/s GT-snede verwachten

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = C i^2$$

waarbij $C \approx 2 \cdot 10^{-7} \cdot mA^{-2}$, terwijl de stroom i in mA uitgedrukt is.

Uit de door Sh a u l l gegeven logaritmische grafiek is niet aanstonds duidelijk, dat dit effect in eerste instantie evenredig is met de macroscopische trillingsenergie van het kristal. Een omzetting van het graphische materiaal op lineaire schaal volgens de gegeven formule laat dit echter direct zien (fig. 5.)

Er mag nog opgemerkt worden dat dit een *omkeerbaar* effect is.

4). *Wisselwerking tussen geordende en ongeordende energie in het kristal.*

Dit verschijnsel kan men, in analogie met het onder (2) genoemde punt, elastische ruis noemen. De ongeordende energie in de omgeving van de opgewekte frequentie, kan men ontlennen aan de Debye uitdrukking voor de warmte-inhoud van het kristal

$$12 \pi V \frac{\nu^2 \Delta \nu}{c^3} \frac{h \nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Hierin is V het volume van de resonator, c een gemiddelde voortplantingssnelheid der elastische golven, $\Delta \nu$ de beschouwde bandbreedte, k en h de constanten van Boltzmann en Planck, T de absolute temperatuur. Omdat $h \nu \ll kT$ voor $\nu = 10^5$ en $T = 320 K^\circ$ mag men voor deze uitdrukking schrijven:

$$E_{therm}(\nu) \Delta \nu = \frac{12 \pi V}{\lambda^3} kT \frac{\Delta \nu}{\nu}$$

Voor de golflengte λ in een 100 kHz GT -snede heeft men $\lambda \approx 6$ cm $V \approx 1 \text{ cm}^3$ d.w.z. $\frac{12 \pi V}{\lambda^3}$ is een getal van de grootte orde 1.

Men dient echter in gedachten te houden dat voor deze lage frequentie de verdeling van Rayleigh en Jeans eigenlijk niet meer geldt. Resumerend mag men echter zeggen, dat men voor de elastische ruis een formule krijgt, analoog aan die van de elektrische thermische ruis. Bij normale verhoudingen is deze ruisenergie voor een bandbreedte $\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx 10^{-6}$ kleiner dan 10^{-20} van de macroscopische trillingsenergie van het kristal.

5. *Spontane fluctuaties van het aantal energiequanten in de resonator.*

Het aantal energiequanten, dat de macroscopische trillings-

energie geeft, is een zeer groot doch eindig getal. Voor een kristal met een zelfinductie van 20 henry en 1 mA stroom in de mechanische tak, krijgt men voor de macroscopische energie E een waarde van 200 erg. De energiequant $h\nu$ is van de orde $6,5 \cdot 10^{-27} \times 10^5 = 6,5 \cdot 10^{-22}$ erg. D.w.z. het aantal energiequanten in de resonator is $N = \frac{E}{h\nu} \approx 3 \cdot 10^{23}$. Dit aantal ondergaat fluctuaties ten gevolge van een reeks van oorzaken, die o.a. in de voorgaande punten zijn genoemd. Onderstelt men, dat deze fluctuaties een statistisch karakter hebben, dan is de fluctuatie δN van N van de orde $\delta N \approx \sqrt{N}$. De relatieve fluctuatie wordt

$$\text{dan: } \frac{\delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \approx 2 \cdot 10^{-12}.$$

De energie E , de frequentie ν en het aantal quanten N zijn verbonden door de volgende relatie

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta \nu}{\nu} + \frac{\delta N}{N},$$

welke men verkrijgt door logaritmisch differentieren van de betrekking $E = Nh\nu$.

Gesteld dat men het in de hand zou hebben δE praktisch nul te maken, dan zou men nochtans een frequentiefluctuatie

$$\left| \frac{\delta \nu}{\nu} \right| = \left| \frac{\delta N}{N} \right| \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ overhouden.}$$

6. Eigenverwarming van het kristal.

Door amplitudeveranderingen kan tengevolge van de elastische dissipatie, een temperatuurschommeling ontstaan. Onder normale omstandigheden is deze invloed zeer gering.

Samenvattend kan men zeggen, dat aan de punten 2, 4 en 5 een argument ontleend kan worden ten gunste van een grote stroom in de resonator. De punten 1, 3 en 6 eisen, dat de amplitudefluctuaties klein blijven dus een zeer constante stroom in de resonator. Blijven er nog amplitude fluctuaties dan kan nog aan 3 en 6 tegemoet gekomen worden door de stroom in de resonator klein te houden. Het blijkt derhalve dat de eisen deels met elkaar in strijd zijn.

Toepassing van piëzo-electrische kristallen in generatorschakelingen.

I. Algemeen.

Elke kristaloscillatorschakeling is in wezen een al dan niet selectieve versterker, met in de terugkoppelweg een kristalfilter. Men zou als ideaal wensen, dat het kristalfilter uitsluitend de frequentie bepaalde. Practisch is dit niet mogelijk, daar bij elke constructie de oscillatorschakeling een meer of minder grote invloed heeft. Variaties van afstemcondensatoren, capaciteiten der buizen en onderdelen, als gevolg van temperatuur, vocht, veroudering, schok, enz. kunnen hun invloed op de frequentie doen gelden.

Wil men dus een frequentie opwekken, welke zo min mogelijk door uitwendige oorzaken wordt beïnvloed, dan is het logisch naast het frequentie bepalende deel (in ons geval het kristalfilter) een schakeling te gebruiken, waarvan de elementen door de zojuist aangehaalde oorzaken zo gering mogelijk worden beïnvloed.

Samenvattend komt men zo tot de volgende eisen, waaraan een goede kristaloscillator zal moeten voldoen:

- a. De schakeling dient zo te zijn, dat de electriche elementen, welke mede de opgewekte frequentie bepalen, een zo gering mogelijke invloed op de frequentie hebben.
- b. De elementen, die nog enige invloed op de oscillatorfrequentie hebben, moeten een zodanige uitvoering hebben, dat ze zo weinig mogelijk variëren door schok, temperatuur, vocht, veroudering, enz.
- e. Om een streng gedefinieerde frequentie te verkrijgen, is het wenselijk, dat de elementen welke in de oscillator de frequentie mede bepalen, ondubbeltinnig te meten zijn (bij serie-oscillatoren de faseverschuiving en bij parallel-oscillatoren de ingangscapaciteit). Uit de oscillatorgegevens en de calibratiegegevens van het kristal moet de opgewekte frequentie op een overzichtelijke manier zijn af te leiden.
- d. De constructie van de oscillator moet zodanig zijn, dat de kristalstroom op die waarde kan worden afgeregeld, waarbij onder geen omstandigheden de veilige kristalstroom kan worden overschreden.

- e. De uitgang van de oscillator moet dusdanig zijn geconstrueerd, dat belastingsvariatiën een zo gering mogelijke invloed hebben op de frequentie.

Wanneer de oscillator aan zeer hoge eisen voldoet, wordt de frequentieconstantheid in hoofdzaak bepaald door het kristal element. Heeft men een oscillator, waarbij onder de ongunstigste omstandigheden de invloed op de frequentie hoogstens 10^{-7} is, dan kan men practisch zeggen, dat de kristalsectie, tot constantheiden van 10^{-6} , de frequentie bepaalt.

Dit laatste eist het gebruik van hermetisch gesloten kristallen met opgedampte elektroden (schokvrij), welke tevens een kleine temperatuurscoëfficiënt bezitten en in een thermostaat zijn ondergebracht.

Het gebruik van opgedampte kristallen brengt met zich mede, dat de nauwkeurige frequentie-afregeling van de oscillator met een capaciteit in serie of parallel aan het kristal moet geschieden. De seriecaciteit moet uit een oogpunt van frequentiestabiliteit groot gekozen worden t.o.v. de parallelcapaciteit van het kristal (in de practijk 100 à 1000 pF).

In het vervolg zal dan ook een door middel van een seriecaciteit op frequentie gebracht kristal worden voorgesteld door het symbool van een kristal met luchtspleet (fig. 6).



Fig. 6

Kristal met luchtspleet of opgedampt kristal met seriecaciteit.

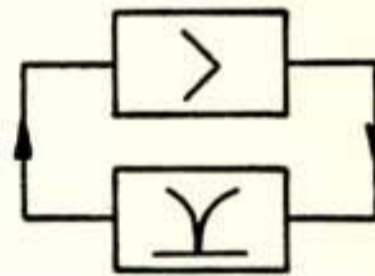


Fig. 7

Een oscillator gezien als versterker en filter in ring geschakeld.

In principe is elke oscillator te beschouwen als een gesloten ring bestaande uit een actieve en een passieve vierpool (fig. 7).

In het algemeen heeft de passieve vierpool (de kristaltak) een frequentie bepalende functie, terwijl de actieve vierpool (de versterker) vereist is voor het compenseren van de verliezen in het frequentie bepalende deel.

De noodzakelijke voorwaarde ¹⁾ dat dit geheel gaat oscilleren is:

¹⁾ Voldoende is deze voorwaarde niet; ook aan het Nyquist-criterium moet zijn voldaan.

1. de fazeverschuiving langs de oscillerende ring moet 0 of een geheel aantal malen 2π zijn,
2. de totale versterking in de ring moet groter dan 1 zijn.

In verband met het gebruik van verschillende soorten kristalfilters in de passieve vierpool heeft het voor een overzichtelijke behandeling zin verschil te maken tussen serie- en paralleloscillatoren.

Bij een serie-oscillator is fazeverschuiving van het kristalfilter praktisch 0 en de doorgegeven frequentie: de serie-resonantiefrequentie f_s . Onderstaande fig. 8 geeft het eenvoudigste filter hiervan aan. Verder is hier de stroom door de mechanische tak van het kristal praktisch in faze met de spanning over het kristal.

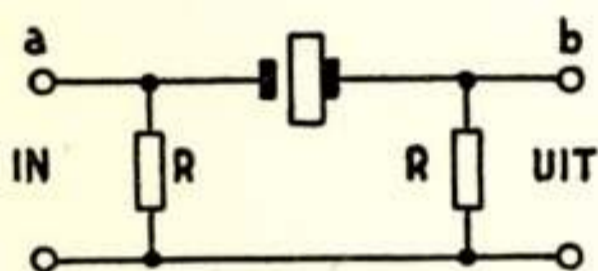


Fig. 8

Filter in gebruik bij serie-resonantie oscillatoren

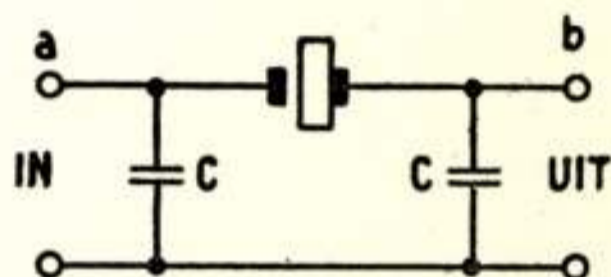


Fig. 9

Filter in gebruik bij parallel oscillatoren (Pierce Colpitts)

Bij een paralleloscillator is de stroom door de mechanische tak praktisch 90° verschoven t.o.v. de spanning over het kristal en de doorgelaten frequentie ligt altijd hoger dan f_s . Bij serieresonantie is de impedantie, gemeten tussen de punten a en b, bij de opgewekte frequentie minimaal. Bij parallelresonantie daarentegen is de impedantie gemeten tussen de punten a en b, bij de opgewekte frequentie maximaal (fig. 9).

II. Serieresonantie-oscillatoren.

In fig. 10 is de fazekarakteristiek van de passieve vierpool φ_1 en van de versterker φ_2 als functie van de frequentie uitgezet. In het getekende geval zal de opgewekte frequentie f_{osc} bedragen.

Om nu de invloed van het frequentie bepalende deel te doen overheersen, is het nodig, dat de steilheid der fazekromme van het kristalfilter groot is t.o.v. die van de versterkersectie. Een verschuiving van de nuldoorgang van φ_2 , veroorzaakt door veranderingen in de versterker, heeft nl. t.o.v. een gelijke

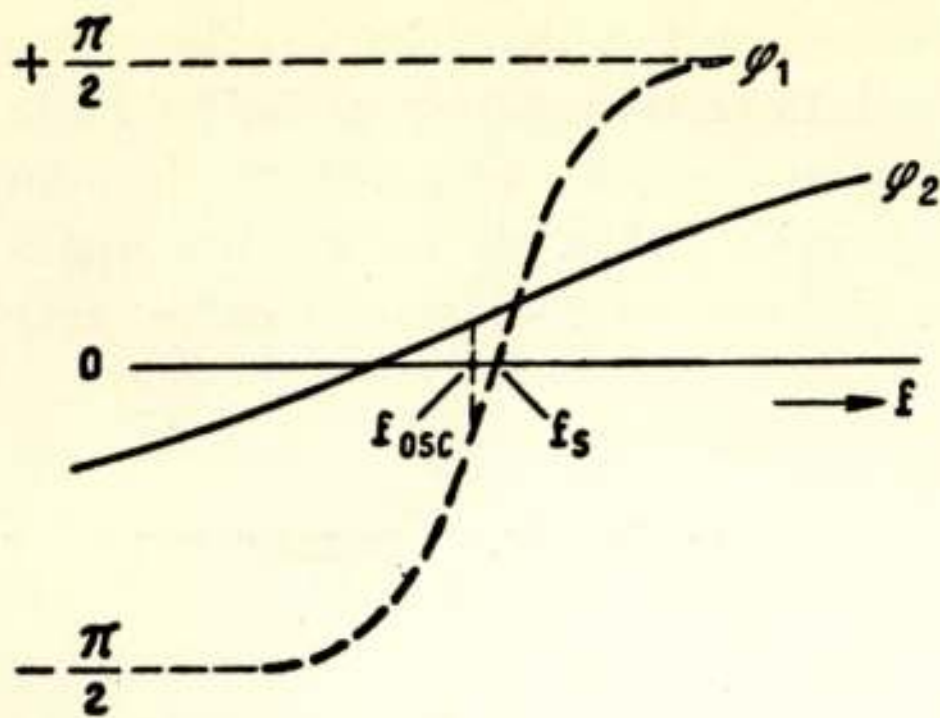


Fig. 10

De fazekarakteristiek van het filter Q_1 en van de versterker Q_2 als functie van de frequentie. f_s serie res. frequentie van het kristal, f_{osc} de opgewekte frequentie.

verschuiving van φ_1 een veel geringere invloed op de opgewekte frequentie.

Een vlakke fazekarakteristiek van de versterker en een steile van het frequentie bepalende deel, zijn dus een criterium voor een geringe invloed van de versterkersectie op de frequentie. Een aperiodische versterker met een in het gebruikte frequentiegebied zo gering mo-

gelijke fazedraaiing is hier het beste. Tegenkoppeling in de versterker kan in dit opzicht gunstig zijn.

Voor het kristalfilter geldt, dat een zo hoog mogelijke effectieve Q gewenst is. Deze effectieve Q nadert tot de Q van het kristal wanneer de afsluitweerstand R (fig. 8) tot 0 naderen. De verzwakking van het filter wordt dan echter zeer groot. Het blijkt, dat afsluiting met een weerstand iets kleiner dan de weerstand in de mechanische tak van het kristal (R_k) in de praktijk gunstige resultaten oplevert.

Een fazevariatie in de versterker van 2° geeft bv. met een effectieve Q van de kristalsectie van 40.000 een relatieve frequentieverschuiving van ongeveer $0,5 \times 10^{-6}$.

Fig. 11 geeft het principe weer van een Meacham oscillator, waarbij de maximale relatieve frequentievariatie, veroorzaakt door capaciteitsvariatie der buizen, gloeispanningsvariatie (tot 20%) en plaatspanningsvariatie (tot 30%), 1 periode op 10^8 niet overschrijdt.

De brugschakeling, equivalent met een sterke tegenkoppeling, gecombineerd met de grote rondgaande versterking, is de oorzaak, dat deze hoge stabiliteit kan worden bereikt. Bij het gebruik van een thermische regelweerstand R_{th} in de brugtak is de uitgangswisselspanning van de oscillator zeer constant te maken en practisch onafhankelijk van anodespanningsvariatie, veroudering der buizen en variatie van de R_k van het kristal.

Fig. 12 geeft een tegengekoppelde Goldberg en Crosby schakeling weer, waarmede een relatieve frequentieconstantheid van 10^{-7} is te bereiken. Het frequentiebereik van beide oscillatoren loopt van 10 kHz tot ongeveer 1 MHz, de opgewekte spanning is bij het gebruik van thermische regelweerstanden zeer constant.

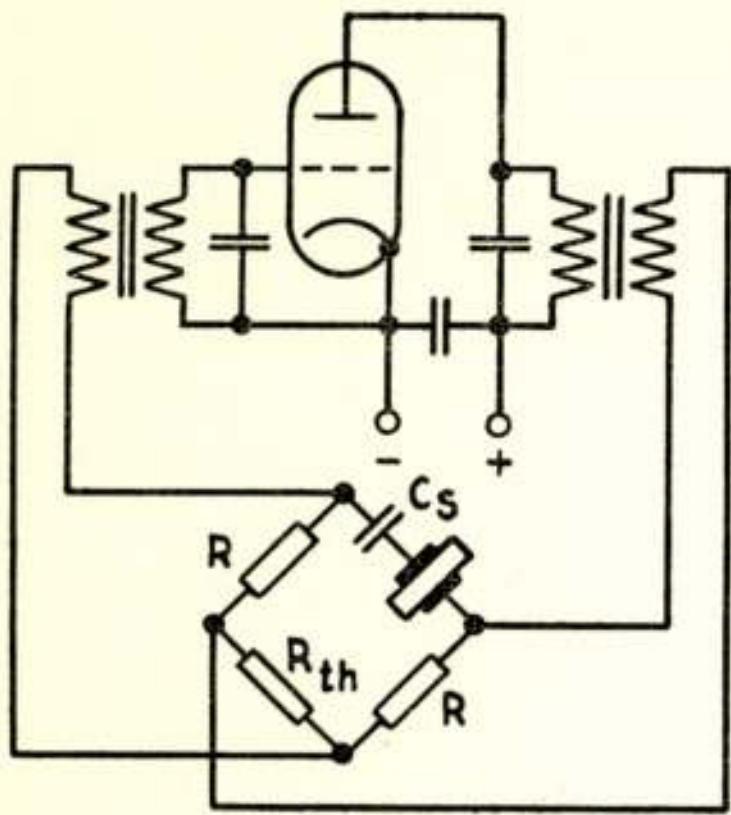


Fig. 11
Meacham oscillator

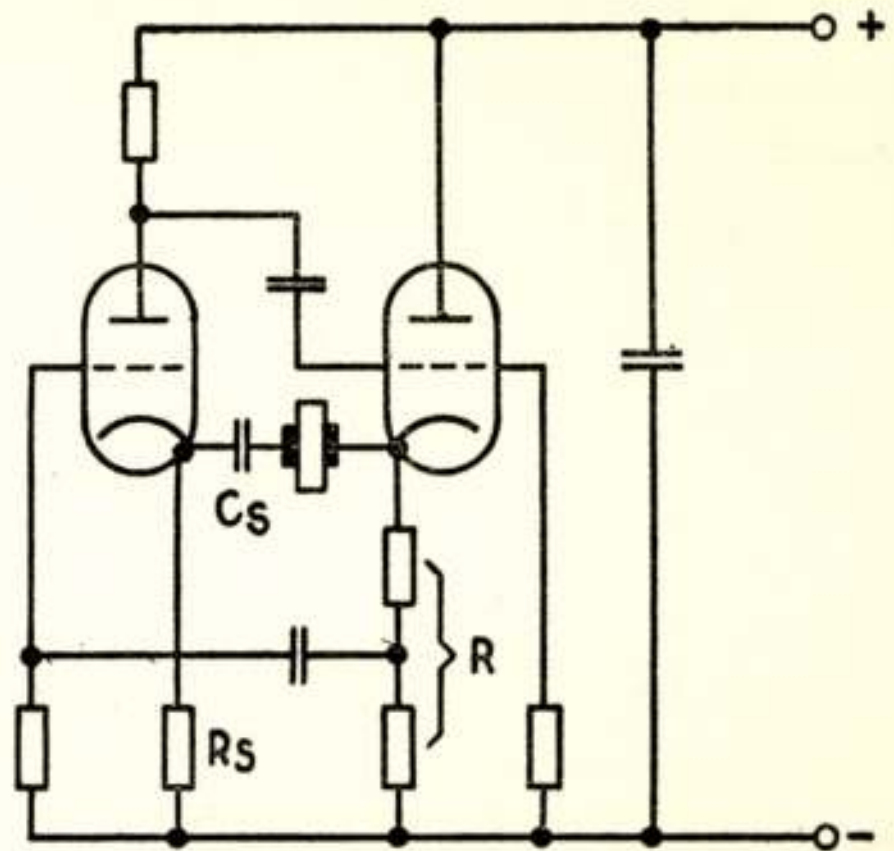


Fig. 12
Goldberg en Crosby met tegenkoppeling (Post)

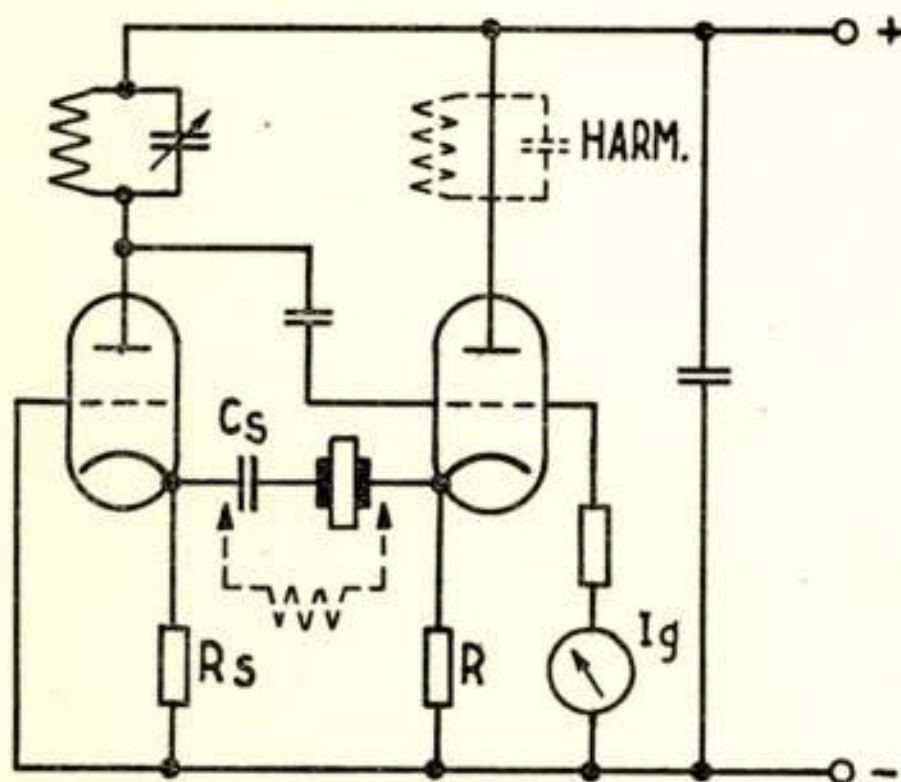


Fig. 13
Goldberg en Crosby

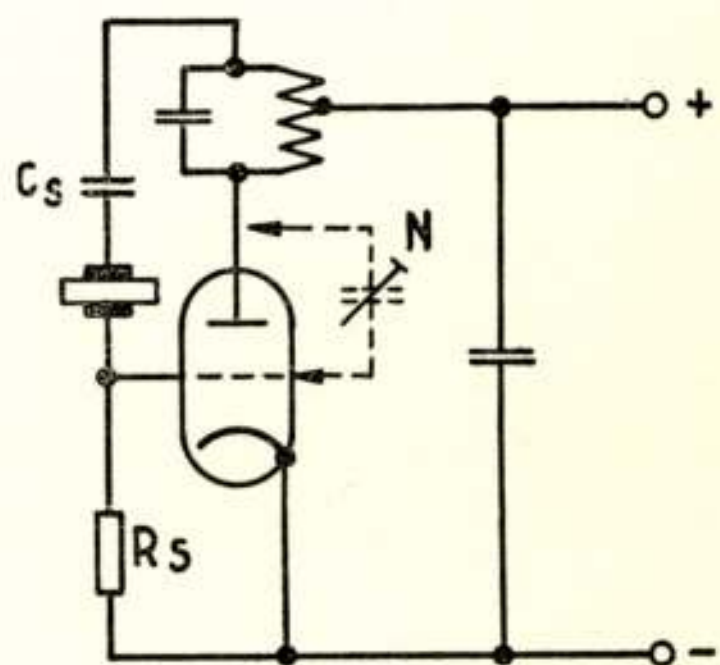


Fig. 14
Buttler

Serieresonantie-oscillatoren

Fig. 13 laat een Goldberg en Crosby schakeling zien, welke geschikt is voor een frequentiebereik van 1 tot 30 MHz. De op

de kristalfrequentie afgestemde plaatkring der grounded grid versterker laat een reproduceerbaarheid der frequentie toe tot een nauwkeurigheid van ongeveer $2 \cdot 10^{-6}$. De constantheid is op zich zelf groter nl. 10^{-6} of beter.

Het grote voordeel van deze schakeling even als die van fig. 12 is, dat bij het gebruik van een penthode voor de kathodevolger een harmonische der kristalfrequentie uit de anodekring kan worden afgenomen. Tevens kan men zeer grote vermogens opwekken. De effectieve Q van het kristalfilter wordt bij deze schakeling echter boven 2 MHz ongunstig beïnvloed door de relatief hoge afsluitweerstand.

De in fig. 14 aangegeven schakeling geeft alleen dan de serie-resonantiefrequentie, indien de afsluitweerstand van het kristal R_s klein is t.o.v. de reactantie der rooster-kathode capaciteit en van de orde van de kristalweerstand. Verder moet de L - C -kring op de kristalfrequentie zijn afgestemd.

De afstemming van de kringen der beide laatste oscillatoren geschiedt steeds zodanig, dat de maximale roosterstroom optreedt. De constantheid van de oscillator uit fig. 14 is geringer dan die van de Goldberg en Crosby oscillator uit fig. 13.

Het type generator afgebeeld in fig. 14. is echter tot zeer hoge frequentie („overtone“-kristallen) te gebruiken. De parallelcapaciteit van het kristal kan nl. door middel van de neutrodyne condensator N worden geneutrodyniseerd. Opheffing van de invloed van de parallelcapaciteit van het kristal is ook bij de schakeling van fig. 13 mogelijk bv. door middel van een spoel parallel op de kristalaansluitingen. Het bruikbare frequentiegebied strekt zich dan uit tot ongeveer 80 MHz.

Bij gebruik van afgestemde kringen in serieresonantie-oscillatoren moet men er rekening mede houden, dat verstemming ten gevolge van temperatuurvariaties van de afstemkring grote invloed kan hebben op de frequentie (fazedraaiing). Het gebruik van goede temperatuur onafhankelijke kringen verdient derhalve aanbeveling.

Het grote voordeel van serie-oscillatorschakelingen ligt wel in het feit, dat parasitaire capaciteiten parallel op het kristal practisch geen invloed op de frequentie uitoefenen. Een leiding van 30 cm naar een thermostaat levert dan ook niet het minste bezwaar op. In de hier gegeven principeschema's zijn voor de overzichtelijkheid trioden getekend, in de meeste gevallen kunnen deze echter met voordeel door penthoden worden vervangen.

III. Parallelresonantie-oscillatoren.

Een parallel-oscillator kan worden opgevat als bestaande uit

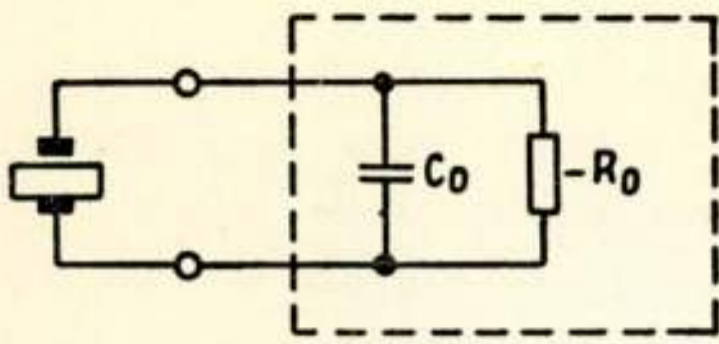


Fig. 15

Principe van de paralleloscillator

een ingangscapaciteit C_o met een hieraan parallel geschakelde negatieve weerstand $-R_o$ (fig. 15). Hierop sluit men het kristal aan, hetgeen we de admittantie $Y_x = G + jB$ toekennen. Wil er een trilling worden opgewekt, dan moet zijn voldaan aan de versterkingsvoorwaarde:

$$G = \frac{1}{R_o} \text{ of } R_{pco} = R_o$$

en aan de fazevoorwaarde:

$$B = -\omega C_o$$

De frequentie volgt uit de fazevoorwaarde en is kort gezegd de parallelresonantie-frequentie van het kristal met de ingangscapaciteit van de oscillator er aan parallel. (De kristaltak moet inductief zijn).

De opgewekte frequentie is sterk afhankelijk van de ingangscapaciteit van de oscillator en ligt hoger dan de serieresonantie. Het verschil met de serieresonantie wordt groter naarmate de ingangscapaciteit van de versterker kleiner is; nadert C_o tot nul, dan nadert de opgewekte frequentie tot de parallelresonantie-frequentie van de kristaleenheid; het verschil met de serieresonantie is dan:

$$\Delta f = f \frac{C_k}{2 C_p}$$

Is van een kristal de serieresonantie-frequentie f_s en de parallelresonantie-frequentie met 30 pF parallel aan het kristal $f_p 30$, dan kan men, wanneer de ingangscapaciteit C_o van de oscillator bekend is, de opgewekte frequentie uit de volgende betrekking berekenen:

$$f_{osc.} = (f_{p30} - f_s) \frac{C_p + 30}{C_p + C_o} + f_s$$

Verder moet de negatieve weerstand van de oscillator kleiner zijn dan de Performance Index van het kristal bij de effectieve ingangscapaciteit C_o van de oscillator. Is de Performance Index (PI) van een kristal bij 30 pF parallel gelijk aan R_{p30} , dan wordt

de parallel-impedantie R_p bij een parallelcapaciteit C_o , gegeven door:

$$R_{p_{co}} = R_{p_{30}} \left(\frac{C_p + 30}{C_p + C_o} \right)^2$$

Een grote ingangscapaciteit eist dus een lage negatieve weerstand om oscillaties te kunnen opwekken, d.w.z. een grote steilheid van de buis. De invloed op de frequentie van capaciteitsveranderingen der buizen en bedrading neemt echter met het kwadraat der totale parallelcapaciteit af.

Voor de frequentievariatie van de oscillator geldt nl.:

$$\delta f_{osc.} = -f_s \frac{C_k}{2(C_p + C_o)^2} \delta C_o$$

Een paralleloscillatorschakeling, welke geen afgestemde kringen bezit en waarvan de dynamische ingangscapaciteit gelijk is aan de statische, is de Pierce-Colpitts-oscillator aangegeven in fig. 16.

Indien $C_1 = C_2$ wordt genomen, bereikt de negatieve weerstand in deze schakeling een extreme waarde, welke onder bepaalde verwaarlozingen gegeven wordt door de eenvoudige betrekking:

$$R_o = \frac{4}{S}$$

Kiest men C_1 en C_2 elk $200 \mu F$ (buis- en bedradingscapaciteiten mede gerekend), dan geeft een variatie van de anodespanning van 30% een frequentievariatie van minder dan $2 \cdot 10^{-7}$. De condensatoren C_1 en C_2 moeten van uitstekende kwaliteit zijn, aangezien zij mede de frequentie bepalen. Houdt men rekening met alle variaties, dan is, wat de schakeling betreft, een totale constantheid van $5 \cdot 10^{-7}$ gemakkelijk bereikbaar.

Daar afstemmiddelen ontbreken, is de reproduceerbaarheid zeer goed, de uitgangsspanning is echter niet groot. Het frequentiebereik loopt van 50 kHz tot 30 MHz . Bij gebruik van boventoon-kristallen is het bereik tot 50 MHz uit te breiden. Aan één der capaciteiten C_1 of C_2 moet dan echter een spoel worden aangebracht van zodanige grootte, dat voor de eerstkomende lagere oneven harmonische deze tak een inductief karakter krijgt.

Fig. 17 geeft het principeschema van de nog steeds veel gebruikte kristaloscillator voor zenders, de Pierce-Miller schakeling. (*TPTG*)

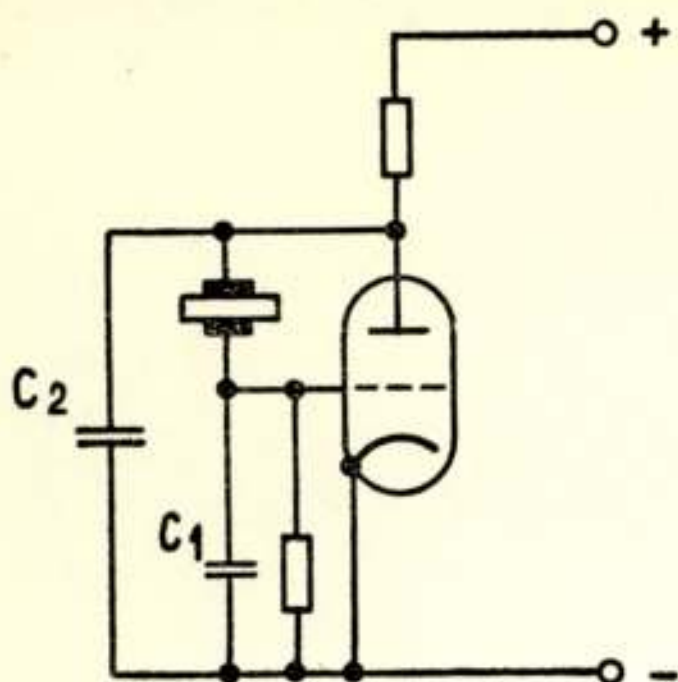


Fig. 16
Pierce-Colpitts

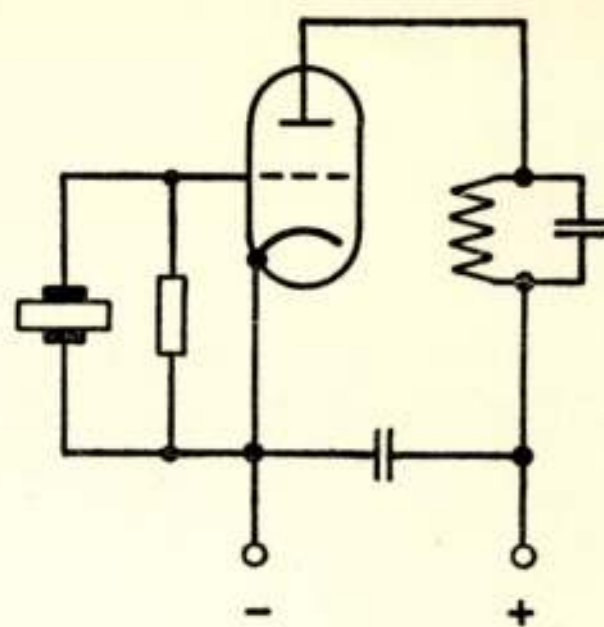


Fig. 17
Pierce-Miller

Parallelresonantie-oscillatoren

De output van deze oscillator is groot; hier staat echter tegenover een slechte constantheid en slechte reproduceerbaarheid der opgewekte frequentie. De negatieve weerstand is sterk afhankelijk van de instelling der anodekring en van de rooster-anodecapaciteit van de gebruikte buis.

De ingangscapaciteit is deels van dynamische aard (Miller-effect) en wordt sterk beïnvloed door de instelling van de anodekring, zodat de oscillatorfrequentie niet goed gedefinieerd is (fig. 18).

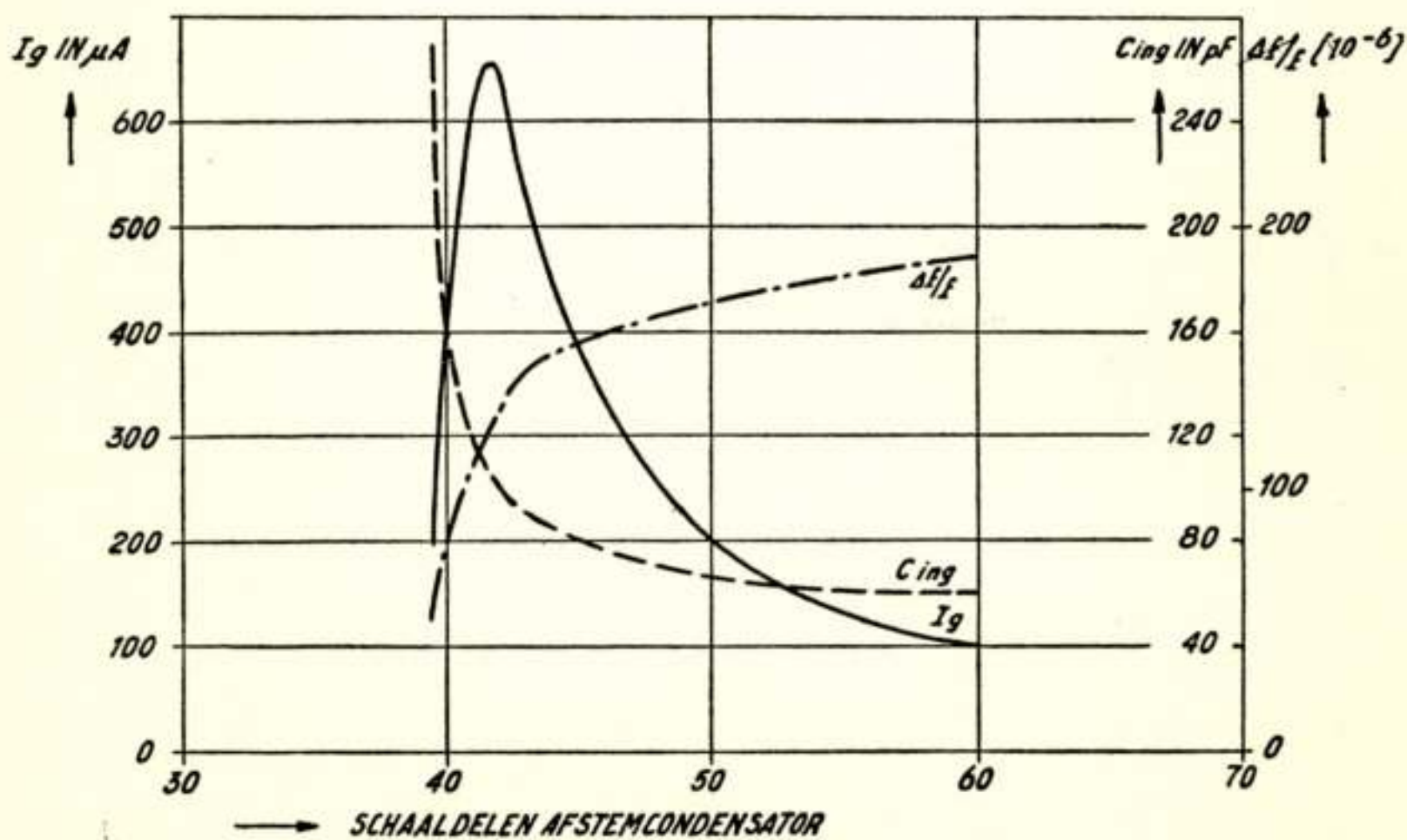


Fig. 18
Invloed van de afstemming in een Pierce-Miller oscillator.

Verder is een variatie van de buiscapaciteit van grote invloed op de frequentie, aangezien deze met de dynamische capaciteit de enige capaciteit is, welke parallel aan het kristal staat. De oscillator is van 50 kHz tot 30 MHz bruikbaar en voor boventoon-kristallen tot 50 MHz. De constantheid ligt in de orde van 10^{-5} , waarbij de reproduceerbaarheid der nominale frequentie niet veel beter dan 10^{-4} is. *Het gebruik van deze oscillator voor het opwekken van een constante, goed gedefinieerde frequentie is dan ook ten sterkste af te raden.*

Vele variaties op de Pierce-Colpitts- en op de Pierce Miller-schakeling worden in de praktijk gebruikt. Zo kan men bv. bij een schermroosterbuis tussen eerste rooster, kathode en schermrooster een Colpittsschakeling aanbrengen en uit de plaatkring een harmonische van de opgewekte trilling selecteren. Practisch zijn echter alle paralleloscillatoren tot de twee besproken typen terug te brengen.

IV. Belastbaarheid der kristallen in oscillatorschakelingen.

Bij serieresonantie is de stroom door de mechanische tak bij zeer grote benadering gelijk aan de stroom, welke aan het kristal met houder wordt toegevoerd. Door een eenvoudige hf stroommeting kan men hier dus de kristalstroom bepalen (indien geen seriecapaciteit aanwezig is).

Bij de serie-oscillatoren van fig. 12 en 13 verdeelt de wisselstroom, welke door de kathodevolger wordt geleverd, zich over het kristal met zijn afsluitweerstand R_s in serie en de kathode weerstand R .

Is $R = R_s$, dan zal de stroom door de mechanische tak altijd kleiner zijn dan de helft van de anodewisselstroom van de kathodevolger.

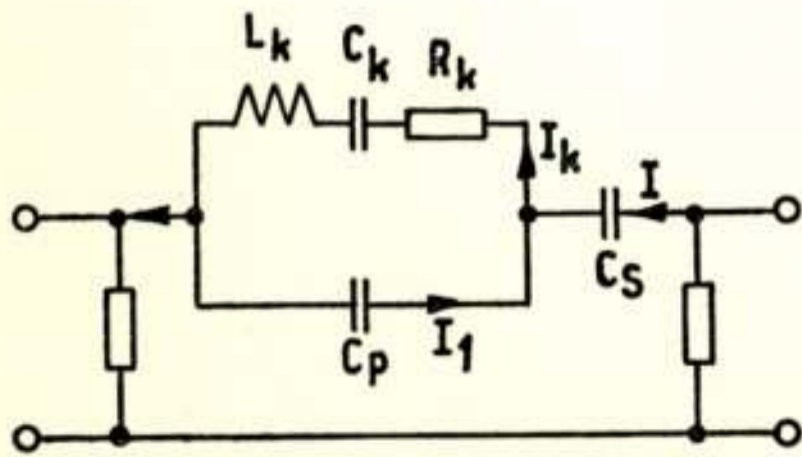


Fig 19

Verdeling der stromen in de kristaltakken bij serie-oscillatoren

Bij juiste keuze van buis en instelling kan er voor worden gezorgd, dat de maximaal toelaatbare kristalstroom niet kan worden overschreden. Schakelt men bij een serie-oscillator een capaciteit C_s in serie

met het kristal (fig. 19), dan kan de stroom door de mechanische tak aanmerkelijk groter zijn dan de toegevoerde stroom I , waarbij verondersteld is dat het vervangingsschema (L_k, R_k, C_k, C_f) geldt voor een kristal zonder luchtspleet.

$$\text{Indien } R_k \ll \frac{1}{\omega C_f} \text{ vinden we voor } I_k = I \left(1 + \frac{C_f}{C_s} \right).$$

Bij paralleloscillatoren moet men bijzonder voorzichtig zijn met de belasting van het kristal. De hf stroom, welke men meet in serie met de kristalhouder, kan nl. veel kleiner zijn dan de stroom door de mechanische tak. Een juistere maat voor de belasting van het kristal wordt gegeven door de spanning op de kristal-aansluitingen. Is deze E_k en de ingangscapaciteit van de oscillatorschakeling C_o , dan is de kristalstroom:

$$I_k = E_k \omega (C_f + C_o)$$

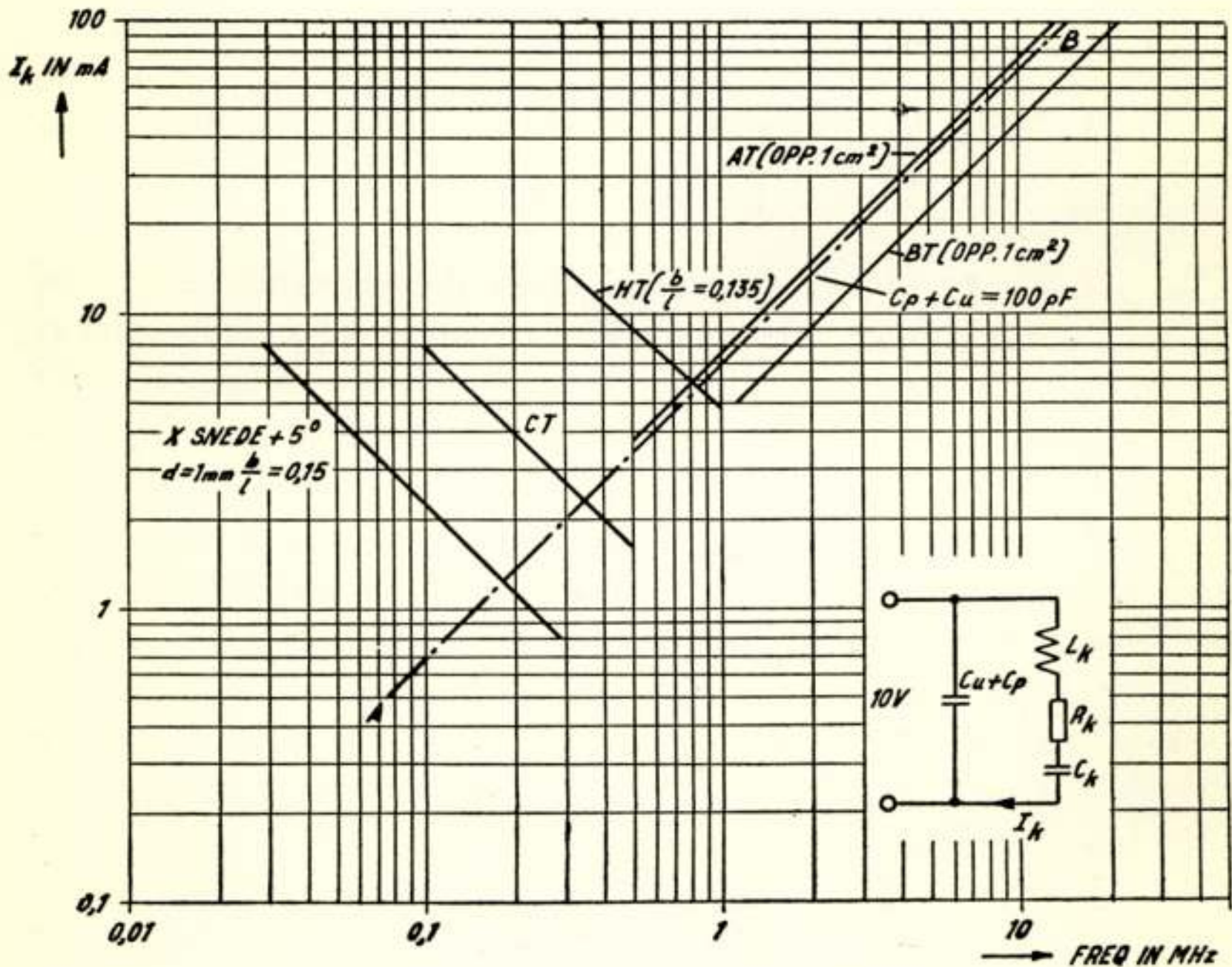


Fig. 20.

Veilige kristalstroom voor verschillende kristalsneden als functie van de frequentie

Fig. 20 geeft voor de meest voorkomende kristalsneden de veilige kristalstroom in de mechanische tak als functie van de frequentie. De gestippelde lijn $A-B$ geeft de kristalstroom aan

voor $C_p + C_o = 100 \text{ pF}$ en een spanning van 10 V op het kristal. Hieruit ziet men duidelijk, welke sneden in dit geval kunnen worden toegepast.

Schakelt men in een paralleloscillator-schakeling een capaciteit in serie met een kristal met opgedampte elektroden (fig. 21) en is de spanning over C_o gelijk E_o , dan vindt men voor de stroom door de mechanische tak:

$$I_k = E_o \omega C_o + E_o \left(1 + \frac{C_o}{C_s} \right) \omega C_p$$

Wanneer C_p klein is t.o.v. C_o kan men bij benadering hiervoor schrijven:

$$I_k = E_k \omega (C_p + C_o) \left(1 + \frac{C_p}{C_s} \right)$$

Men ziet dat deze stroom bij constante E_k groter wordt naarmate de C_s kleiner is.

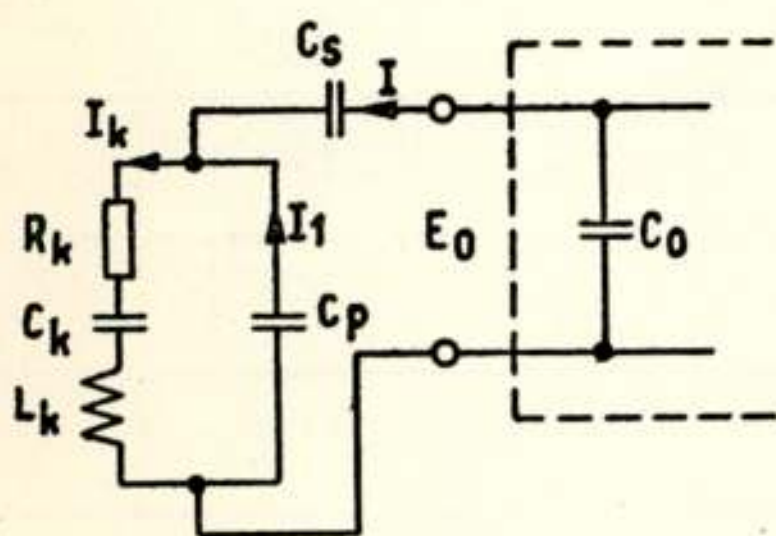


Fig. 21.

Verdeling der stromen in de kristaltakken bij paralleloscillatoren

Een gelijkspanning in de orde van 100 V op de elektroden van het kristal heeft een geringe invloed op de belasting. Legt men aan de elektroden een wisselspanning aan, waarvan de frequentie met een resonantie frequentie van het plaatje overeenkomt, dan ontstaan grote uitwijkingen, bij aanleggen van een gelijkspanning, is de statische deformatie uiterst klein.

TABEL I

Schakeling		Serie Resonantie			Parallel Resonantie	
Naam		Meacham brug	Post Goldberg & Crosby met negatieve terugkoppeling	Goldberg & Crosby met afgestemde kring	1) Colpitts Pierce-	Pierce-Miller
Figuur		10	11	12	15	16
Frequentiebereik 2)		10 kHz ÷ 1 MHz	10 kHz ÷ 1 MHz	1 ÷ 30 MHz	1 ÷ 30 MHz	1 ÷ 30 MHz
Max. instabiliteit der schakeling 3)		1.10^{-8}	1.10^{-7}	1.10^{-6}	2.10^{-74})	1.10^{-5}
Maximale onnauwkeurigheid	met 5) bijregeling	$< 1.10^{-6}$				
	zonder bijregeling	3.10^{-6}		1.10^{-5}	3.10^{-6}	1.10^{-4}
Max. totale frequentie afwijking	met bijregeling	$< 1.10^{-6}$				1.10^{-5}
	zonder bijregeling	3.10^{-6}		1.10^{-5}	3.10^{-6}	1.10^{-4}
Energie-afgifte in W 6)		0,05	0,05	0,05	0,05	0,2
Waardering		goed		vrij goed	goed	slecht

- 1) Ingangscapaciteit 100 pF
- 2) Het aangegeven bereik kan zonder speciale voorzorgen worden verkregen. Het is echter mogelijk het bereik te vergroten.
- 3) Variaties in anodespanning van 30%
 „ „ gloeispanning van 15%
 „ „ temperatuur van 30° C
- 4) Ten einde deze instabiliteit te bereiken is het aan te bevelen een penthode te gebruiken.
- 5) Dit getal kan lager worden indien nauwkeuriger met de referentiefrequentie wordt vergeleken.
- 6) Fig. 11 kan veel meer uitgangsenergie leveren, wanneer de 2e buis wordt vervangen door een eindpenthode, waarbij het schermrooster als anode wordt gebruikt, en in anodeketen een kring wordt opgenomen, welke op de opgewekte frequentie of op een harmonische hiervan wordt afgestemd. Bij fig. 12 kan men hetzelfde doen, echter is afstemming van de kring op een harmonische hier noodzakelijk i.v.m. de terugwerking.

Onderzoek aan niet-reciproke vierpolen in het cm-golven gebied

door Ir A. A. Th. M. van Trier ¹⁾

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 4 Febr. 1953.

SUMMARY

This paper deals with microwave experiments on four-poles that may violate the reciprocity relation.

Particularly those four-poles have been investigated whose non-reciprocity is based on magnetic Faraday rotation of guided waves.

Inleiding.

Als vierpool wordt gedefinieerd een netwerk met 2 klemmenparen, 1 paar ingangsklemmen en 1 paar uitgangsklemmen (fig. 1). Tussen de spanningen v_1 en v_2 en de stromen i_1 en i_2 aan ingangs- resp. uitgangszijde bestaan relaties, die voor een lineaire, passieve vierpool in verschillende vormen geschreven kunnen worden:

$$\begin{aligned} v_1 &= Z_{11} i_1 + Z_{12} i_2 \\ v_2 &= Z_{21} i_1 + Z_{22} i_2 \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} v_1 &= A v_2 + B i_2 \\ i_1 &= C v_2 + D i_2 \end{aligned} \quad (1b)$$

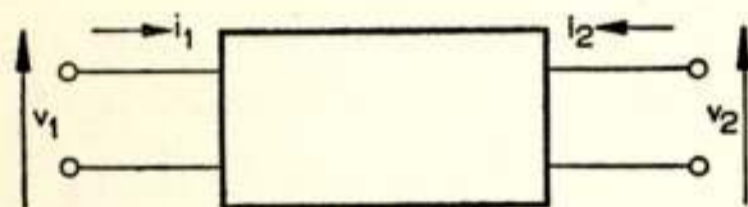


Fig 1.

Vierpool; de pijlen geven de richtingen aan, waarin stromen en spanningen positief worden gerekend.

Vierpolen, die geen andere elementen bevatten dan weerstanden, capaciteiten, zelfinducties en wederzijdse inducties, hebben de zg. reciprociteitseigenschap, die in bovenstaande vierpoolvergelijkingen als volgt kan worden uitgedrukt:

$$Z_{12} = Z_{21} \quad (2a)$$

$$A D - B C = - 1 \quad (2b)$$

Bij zijn onderzoekingen op het gebied van de netwerksyn-

¹⁾ Ingenieur Fysisch Laboratorium R.V.O.—T.N.O. Waalsdorp, den Haag.

these is Tellegen 1) enkele jaren geleden tot de conclusie gekomen dat door invoering van een vijfde netwerkelement veel problemen sterk vereenvoudigd kunnen worden, bijv. de synthese van weerstandloze vierpolen 2) en van tweepolen met weerstand 3). Dit vijfde netwerkelement, dat dus optreedt naast de elementen R , C , L en M , is door Tellegen genoemd: ideale gyrator. Het is nuttig de definitie van de ideale gyrator te geven naast de definitie van de ideale transformator, die als netwerkelement beschouwd kan worden i.p.v. de wederzijdse inductie M .

De beide elementen zijn elementaire vierpolen, waarvoor de vierpoolvergelijkingen speciale vormen aannemen.

$$\text{ideale gyrator: } v_1 = v_2/n ; \quad i_1 = -n i_2 \quad (3a)$$

$$\text{ideale transformator: } v_1 = -s i_2 ; \quad i_1 = v_2/s \quad (3b)$$

Zowel de ideale gyrator als de ideale transformator zijn verliesloos, immers in beide gevallen is het aan het element toegevoerde vermogen $v_1 i_1 + v_2 i_2 = 0$. Toepassing van het reciprociteitsmerk (2b) laat onmiddellijk zien dat de ideale transformator een reciproke, de ideale gyrator een niet-reciproke vierpool is.

Wat betreft de fysische betekenis van deze niet-reciprociteit kan het volgende worden opgemerkt:

Leggen we aan het eerste klemmenpaar een spanning v aan, dan is de stroom aan het tweede klemmenpaar $i' = -v/s$; zetten we dezelfde spanning v daarentegen op het tweede klemmenpaar, dan is de stroom aan het eerste $i'' = v/s$. Het phaseverschil tussen ingang en uitgang is dus afhankelijk van de richting waarin het element wordt doorlopen. Tussen de beide richtingen bestaat een phaseverschil van 180° , m.a.w. de elektrische lengte van het element is in één richting gemeten een halve golflengte groter dan in de andere richting.

Naast het afleiden van theoretische resultaten heeft Tellegen zich de vraag gesteld of, en zo ja, hoe, een gyrator fysisch gerealiseerd kan worden. Uit deze beschouwingen is gebleken dat media met zeer bijzondere electromagnetische eigenschappen nodig zijn om de reciprociteitsrelatie te kunnen aantasten.

Enkele jaren later is door Hogan 4) de praktische gevolgtrekking gemaakt uit Tellegens algemene beschouwingen bij de

verwezenlijking van een gyrator voor golven van 3 cm golf-lengte. Hogan maakt hierbij gebruik van de magnetische Faraday-rotatie, die op kan treden in ferromagnetische ferrietten. Deze methode is voorlopig slechts bruikbaar in het cm-golven gebied. De metingen, die hier besproken zullen worden, zijn gedaan m.b.v. een apparatuur, die in wezen niet verschilt van de door Hogan gebruikte. Behalve gyratoren kunnen met behulp van Faraday-rotatie nog andere belangrijke niet-reciproke vierpolen verwezenlijkt worden. Een methode is ontwikkeld waarmee de vierpool-constanten van dergelijke niet-reciproke vierpolen bepaald kunnen worden. In het bijzonder is onderzocht hoever de ideale gyrator benaderd kan worden.

1. Metingen aan vierpolen in het cm-golven gebied.

1) Algemeen.

Het feit, dat we in de cm-golven techniek niet meer met tweedraadsleidingen werken, maar met holle golfgeleiders, waarvan de afmetingen van dezelfde orde van grootte zijn als de golflengte, dwingt ons de definitie van vierpolen, en in het bijzonder die van klemmenparen, te herzien. Als vierpool wordt nu beschouwd een netwerk, dat aan andere systemen verbonden kan worden d.m.v. twee golfgeleiders, die ieder als ingang resp. uitgang kunnen dienen. In deze twee golfgeleiders, die hier gemakshalve van gelijke doorsnede verondersteld worden, kunnen twee referentievlakken I en II (loodrecht op de as van de geleiders) gekozen worden, die in plaats van de klemmenparen komen. De ingangs- en uitgangsgeleider, en daarmee de referentievlakken, kunnen t.o.v. elkaar een willekeurige stand innemen (zie fig. 2).

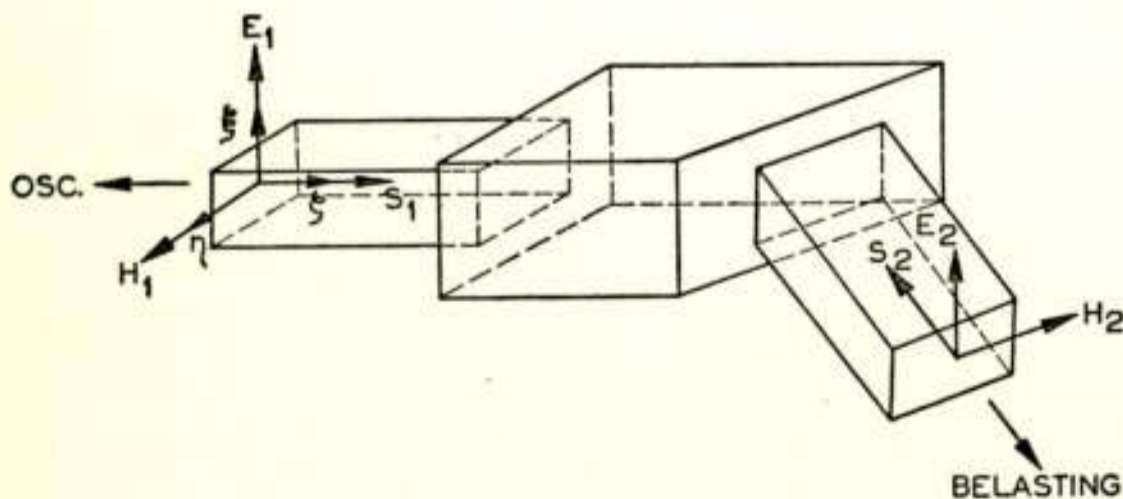


Fig. 2.

Vierpool, de pijlen geven de richtingen aan, waarin elektrische en magnetische velden positief worden gerekend.

innemen (zie fig. 2).

In het algemeen zijn in holle golfgeleiders verschillende trilmodes mogelijk, waarin energietransport kan plaatsvinden. De afmetingen kunnen echter zo gekozen worden dat dit energietransport

slechts in één mode optreedt. In geleiders van rechthoekige doorsnede is dit de $TE_{0,1}$ -mode, waarin het veld componenten E_ξ , H_η en H_ζ heeft. In geval van harmonische tijdafhankelijkheid nemen de transversale veldcomponenten E_ξ en H_η de volgende vorm aan:

$$\begin{aligned} E_\xi &= \{E^i \exp(j\omega t - j\beta\zeta) + E^r \exp(j\omega t + j\beta\zeta)\} \cos(\pi\eta/2\eta_0) = \\ &= E(\zeta) \exp(j\omega t) \cos(\pi\eta/2\eta_0) \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} H_\eta &= \{H^i \exp(j\omega t - j\beta\zeta) + H^r \exp(j\omega t + j\beta\zeta)\} \cos(\pi\eta/2\eta_0) = \\ &= \{(E^i/Z_0) \exp(j\omega t - j\beta\zeta) - (E^r/Z_0) \exp(j\omega t + j\beta\zeta)\} \cos(\pi\eta/2\eta_0) = \\ &= H(\zeta) \exp(j\omega t) \cos(\pi\eta/2\eta_0) \end{aligned} \quad (4b)$$

Het totale golfbeeld wordt gevormd door superpositie van lopende golven, die zich in de richtingen $\pm \zeta$ voortplanten met snelheid ω/β . De amplitudines van het elektrisch veld in deze lopende golven zijn E^i en E^r ; de amplitudines H^i en H^r hangen met E^i en E^r samen volgens (zie ook (4b)):

$$E^i/H^i = Z_0 \qquad E^r/H^r = -Z_0 \quad (5)$$

Hierin wordt Z_0 karakteristieke impedantie genoemd.

Wanneer $E(\zeta)$ en $H(\zeta)$ in de referentievlakken I en II worden aangeduid als $E_{1,2}$ resp. $H_{1,2}$, dan kunnen weer vierpoolvergelijkingen in verschillende vormen worden opgeschreven:

$$E_1 = Z_{11} H_1 + Z_{12} H_2 \quad (6)$$

$$E_2 = Z_{21} H_1 + Z_{22} H_2$$

of

$$E_1 = a E_2 + b (Z_0 H_2) \quad (7a)$$

$$Z_0 H_1 = c E_2 + d (Z_0 H_2)$$

$$E_2 = (Z_{21}/Z_{12}) \{-d E_1 + b (Z_0 H_1)\} \quad (7b)$$

$$Z_0 H_2 = (Z_{21}/Z_{12}) \{c E_1 - a (Z_0 H_1)\}$$

In (7) is in plaats van $H_{1,2}$ geschreven $Z_0 H_{1,2}$; dit heeft het voordeel dat alle vierpoolconstanten a t/m d dimensieloos worden. Tussen de constanten uit (6) en (7) bestaan de betrekkingen:

$$\begin{aligned} a &= Z_{11}/Z_{21} & b &= (1/Z_0) \{(Z_{12} Z_{21} - Z_{11} Z_{22})/Z_{21}\} \\ c &= Z_0/Z_{21} & d &= -Z_{22}/Z_{21} \end{aligned} \quad (8)$$

Ook geldt

$$a d - b c = - Z_{12}/Z_{21} \quad (9)$$

Voor reciproke vierpolen is $Z_{12} = Z_{21}$, dus $a d - b c = -1$.

Wanneer we onder een gereduceerde impedantie z verstaan het quotient van een impedantie Z en de karakteristieke impedantie Z_0 :

$$z = Z/Z_0 \quad (10)$$

dan volgt uit (7a) en (7b) door deling:

$$z_1 = (a z_2 + b)/(c z_2 + d) \quad z_2 = (-d z_1 + b)/(c z_1 - a) \quad (11)$$

Een aantal bijzondere ingangsimpedanties kan worden gevonden door de vierpool beurtelings aan beide uiteinden af te sluiten met $z = 0$ (kortsluiting) of $z = j\infty$ (een kortgesloten stuk golfgeleider ter lengte van een kwart golflengte):

$$z_{1k} = b/d \quad z_{1n} = a/c \quad z_{2k} = -b/a \quad z_{2n} = -d/c \quad (12)$$

Tussen deze bijzondere impedanties bestaat de betrekking:

$$z_{1k} z_{2n} / z_{1n} z_{2k} = 1 \quad (13)$$

Uit de kortsluit- en nullastimpedanties volgen niet meer dan verhoudingen van vierpoolconstanten en er is dus nog een relatie nodig, die niet homogeen is in a , b , c , en d . Bij reciproke vierpolen is dit geen probleem, immers de betrekking $a d - b c = -1$ voldoet aan de gestelde eis. In het volgende zal echter blijken, dat het mogelijk is de verhouding z_{12}/z_{21} te bepalen. Het is duidelijk dat de betrekkingen (9) en (12) dan voldoende zijn om a , b , c en d te bepalen.

2) Meting van z_{1k} t/m z_{2n} en z_{12}/z_{21} .

In deze paragraaf willen we nagaan hoe impedanties en de verhouding z_{12}/z_{21} experimenteel bepaald kunnen worden. Daar toe bedenken we, (zie (4)), dat:

$$\begin{aligned} E(\zeta) &= E^i \exp(-j\beta\zeta) + E^r \exp(+j\beta\zeta) = E^i \exp(-j\beta\zeta) \{1 + r(\zeta)\} \\ Z_0 H(\zeta) &= E^i \exp(-j\beta\zeta) - E^r \exp(+j\beta\zeta) = E^i \exp(-j\beta\zeta) \{1 - r(\zeta)\} \end{aligned} \quad (14)$$

waarin

$$r(\zeta) = (E^r/E^i) \exp(2j\beta\zeta) \quad (15)$$

De grootheid r wordt gewoonlijk reflectiegraad genoemd. In

het complexe vlak wordt $1 + r(\zeta)$ voorgesteld door de cirkel met middelpunt $+1$ en straal $|E^r/E^i|$, en wel wordt de cirkel

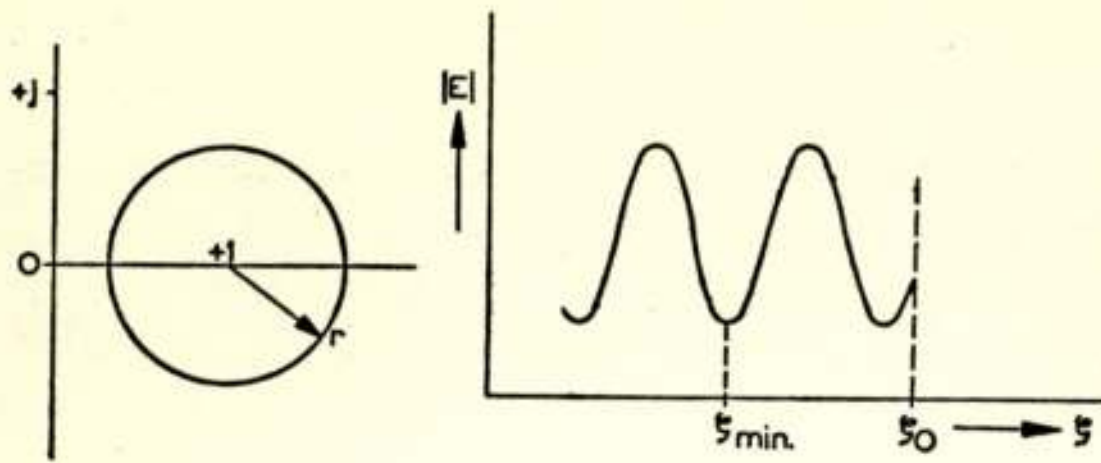


Fig. 3.

Diagram, dat de bepaling van de complexe reflectiegraad uit het staandegolfpatroon illustreert.

eenmaal doorlopen wanneer $\beta \zeta$ toeneemt met η . In fig. 3 is behalve deze cirkel ook afgebeeld $|E|$ als functie van ζ .

Stel nu dat we de impedantie ter plaatse ζ_0 , $z(\zeta_0)$, wensen te bepalen. De reflectiegraad

$r(\zeta_0)$, is eenvoudig te vinden uit de staandegolfverhouding:

$$\eta = E_{max}/E_{min} = (1 + |r|) / (1 - |r|) \quad (16)$$

en de afstand van een minimum in het staandegolfpatroon tot ζ_0 .

Uit (16) volgt:

$$|r| = (\eta - 1) / (\eta + 1) \quad (17)$$

In een minimum is $r = -|r|$ negatief reëel en op grond van (15) volgt dan:

$$\begin{aligned} r(\zeta_0) &= -|r| \exp\{2j\beta(\zeta_0 - \zeta_{min})\} = \\ &= (1 - \eta) / (1 + \eta) \exp\{2j\beta(\zeta_0 - \zeta_{min})\} \end{aligned} \quad (18)$$

Door deling wordt uit (14) verkregen:

$$z(\zeta) = \{1 + r(\zeta)\} / \{1 - r(\zeta)\} \quad (19)$$

en met behulp van deze relatie kunnen we $z(\zeta_0)$ uitrekenen, wanneer $r(\zeta_0)$ bepaald is uit (18).

Om tot bepaling van $z_{12}/z_{21} = Z_{12}/Z_{21}$ te komen onderzoeken we de tussenschakeldemping van de vierpool voor golven, die het systeem doorlopen van $I \rightarrow II$, resp. van $II \rightarrow I$. Voor het eerste geval zullen de veldgrootheden worden aangegeven met ' , voor het tweede geval met ". In het eerste geval wordt de vierpool in II afgesloten met een aangepaste belasting:

$$E'_2 = -Z_0 H'_2 ; \quad z'_2 = -1 \quad (20a)$$

in het tweede geval in I:

$$E_1'' = -Z_0 H_1'' ; \quad z_1'' = -1 \quad (20b)$$

Bepalen we nu allereerst de verhouding

$$E^i / E_2' = (E^i / E_1') (E_1' / E_2') \quad (21)$$

Wij zijn nog vrij in de keuze van het nulpunt van de ζ -as en wanneer we dit in referentievlak I leggen dan geldt:

$$E_1' = E^i \{ (1 + r(0)) \} = E^i \{ 1 + \{ z(0) + 1 \} / \{ z(0) - 1 \} \} \quad (22)$$

Uit (11) volgt:

$$z(0) = (a - b) / (c - d) \quad (23)$$

Door substitutie van (23) in (22) wordt gevonden:

$$E_1' = 2 E^i (a - b) / (a - b + c - d) \quad (24)$$

Bedenken we nog dat volgens (7a):

$$E_1' = E_2' (a - b) \quad (25)$$

dan vinden we tenslotte door substitutie van (24) en (25) in (21):

$$E^i / E_2' = \frac{1}{2} (a - b + c - d) \quad (26)$$

Voor golven, die het systeem doorlopen van II \rightarrow I volgt uit een soortgelijke beschouwing:

$$E^i / E_1'' = \frac{1}{2} (z_{21} / z_{12}) (a - b + c - d) \quad (27)$$

Deling van (26) en (27) leidt dan tot de betrekking

$$E_2' / E_1'' = z_{21} / z_{12} \quad (28)$$

en we kunnen de verhouding z_{21} / z_{12} dus bepalen door voor beide doorgangsrichtingen de tussenschakeldemping bij aangepaste belasting te meten.

3) Meetopstelling.

Fig. 4 toont een blokschema van de meetopstelling. Deze omvat een golfgeleidersysteem met de bijbehorende voedings- en detectie-apparatuur. Het golfgeleidersysteem bestaat uit een 2 K 33 klystronoscillator (K-band), die via een verzwakker vermogen toevoert aan het meetcircuit. De verzwakker is zo uitgevoerd dat hij een aangepaste belasting vormt voor golven,

die aan de onbekende vierpool worden gereflecteerd. Tussen verzwakker en klystron is een holle ruimte transmissiegolfmeter aan de golfgeleider gekoppeld. Met behulp van de staandegolfdetector kunnen de impedantiemetingen worden uitgevoerd, die in het voorgaande beschreven zijn. De onbekende vierpool kan naar keuze worden afgesloten met een kortsluiting, een oneindig grote reactantie, of een kristaldetector, die een aangepaste belasting vormt en waarmee de amplitude van het electricch veld in de doorgelaten golf kan worden bepaald.

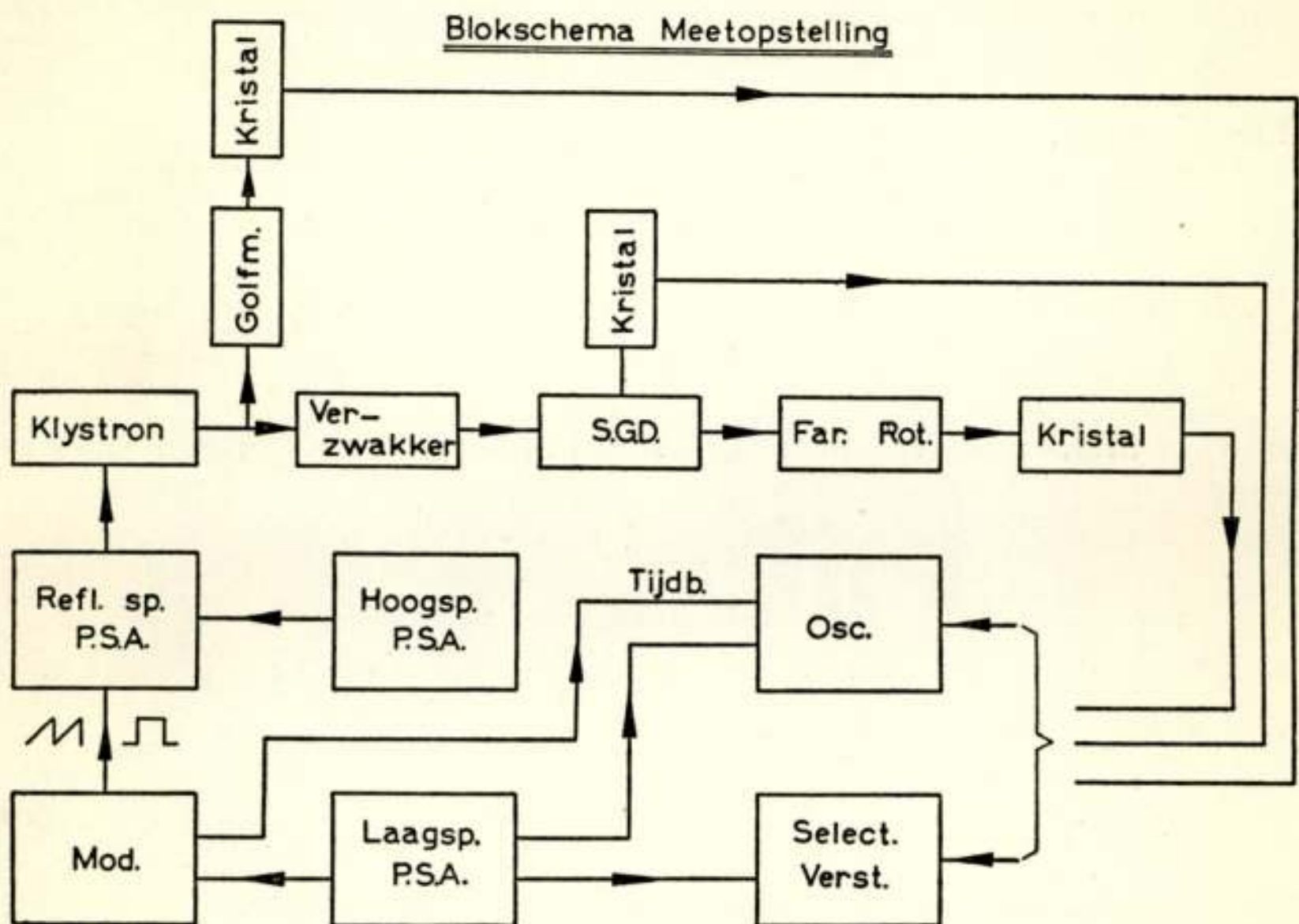


Fig. 4.

Blokdiagram van de gebruikte meetopstelling.

Het door het klystron geleverde vermogen is niet constant, maar wordt blokvormig gemoduleerd met een frequentie van 1000 per/sec door een blokspanning op de reflector. Het gedetecteerde signaal in de kristallen zal dan ook een blokvorm hebben en deze signalen kunnen naar keuze of bekeken worden op een oscillograaf (waarvoor de tijdbasis van de modulator wordt afgeleid), of toegevoerd worden aan een 1000 per/sec selectieve versterker, en afgelezen worden op een buisvoltmeter. De opstelling bevat verder gestabiliseerde plaatsspanningsapparaten voor hoogspanning, reflectorspanning en laagspanning. De modulator kan behalve blokspanningen ook zaagtandspan-

ningen leveren, die het instellen van de werkspanningen veel eenvoudiger maken.

II. *Niet-reciproke vierpolen, waarvan de niet-reciprociteit berust op magnetische Faraday-rotatie.*

1. Het gyromagnetisch effect.

Tellegen heeft onderzocht welke de meest algemene lineaire betrekkingen zijn tussen \mathbf{B} en \mathbf{D} enerzijds en \mathbf{H} en \mathbf{E} anderzijds, die een medium beschrijven, dat electromagnetische golven onverzwakt doorlaat. We beperken ons hier tot magnetische anisotropie, omdat alleen deze voorlopig van practisch belang schijnt te zijn. De meest algemene lineaire betrekkingen tussen \mathbf{B} en \mathbf{H} kunnen geschreven worden in de vorm:

$$B_k = \sum_{l=1}^3 \mu_0 \mu_{kl} H_l ; \quad k = 1, 2, 3 \quad (29)$$

De voorwaarden dat het medium verliesvrij is luiden:

$$\mu_{kl} = \mu_{lk}^* ; \quad \mu_{kk} \text{ reëel} \quad (30)$$

Stel nu $\mu_{kl} = \mu'_{kl} - j \mu''_{kl}$; door Tellegen is aangetoond dat niet-reciproke elementen gemaakt kunnen worden m.b.v. media, waarvoor één of meer

$$\mu''_{kl} \neq 0 \quad (31)$$

De fysische interpretatie hiervan is gegeven door Polder⁵⁾, wiens beschouwingen hier zeer in het kort weergegeven zullen worden.

De grote magnetische polarisatie van ferromagnetische media wordt veroorzaakt door het parallel staan van de magnetische momenten β van electronenspins. Deze spins hebben ook een draaimoment \mathbf{J} , dat met β samenhangt volgens:

$$\beta / \mathbf{J} = \gamma \quad (32)$$

De constante γ wordt gyromagnetische verhouding genoemd en is negatief vanwege de negatieve lading van het electron.

Een magnetische dipool β in een magneetveld \mathbf{H} ondervindt een koppel

$$\mathbf{L} = \beta \times \mathbf{H} \quad (33)$$

Anderzijds is dit koppel gelijk aan

$$\mathbf{L} = d\mathbf{J}/dt = \gamma^{-1} d\boldsymbol{\beta}/dt \quad (34)$$

Uit (33) en (34) volgt dan onmiddellijk

$$d\boldsymbol{\beta}/dt = \gamma (\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{H}) \quad (35)$$

Wanneer er N spins zijn per volume-eenheid, dan is

$$N\boldsymbol{\beta} = \mathbf{M} \quad (36)$$

en we vinden

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad (37)$$

In geval van een constant magneetveld \mathbf{H}_c neemt (37) de vorm $d\mathbf{M}/dt = \boldsymbol{\omega}_0 \times \mathbf{M}$ aan, waarin $\boldsymbol{\omega}_0 = -\gamma \mathbf{H}_c$ en dat is de bewegingsvergelijking van een vector \mathbf{M} , die met hoeksnelheid ω_0 precedeert om de richting van \mathbf{H}_c .

Stel nu dat \mathbf{H} bestaat uit een constant magneetveld \mathbf{H}_c , dat het medium magnetisch verzadigt en dat bijv. in de richting van de ζ -as ligt, en een wisselveld $\mathbf{H} \sim \exp(j\omega t)$, waarvan de componenten klein zijn t.o.v. $|\mathbf{H}_c|$:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= H_c \mathbf{k} + (H_\xi \mathbf{i} + H_\eta \mathbf{j} + H_\zeta \mathbf{k}) \exp(j\omega t) \\ |H_{\xi, \eta, \zeta}| &\ll H_c \end{aligned} \quad (38)$$

De magnetische polarisatie zal dan een constante component M_0 hebben, ter grootte van de verzadigingspolarisatie en een wisselcomponent $M \sim \exp(j\omega t)$ in het ξ, η -vlak.

$$\mathbf{M} = M_0 \mathbf{k} + (M_\xi \mathbf{i} + M_\eta \mathbf{j}) \exp(j\omega t) \quad |M_{\xi \eta}| \ll M_0 \quad (39)$$

Substitutie van (38) en (39) in (37) leidt, indien we grootheden van tweede orde klein verwaarlozen, tot betrekkingen van de gedaante

$$\begin{aligned} M_\xi &= \mu_0 (\chi_1 H_\xi - j \chi_2 H_\eta) \\ M_\eta &= \mu_0 (j \chi_2 H_\xi + \chi_1 H_\eta) \\ M_\zeta &= 0 \end{aligned} \quad (40)$$

Hierin zijn χ_1 en χ_2 reëel. Bedenken we nog dat $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$ dan volgt eenvoudig:

$$\begin{aligned} B_\xi &= \mu_0 (\mu_1 H_\xi - j \mu_2 H_\eta) \\ B_\eta &= \mu_0 (j \mu_2 H_\xi + \mu_1 H_\eta) \\ B_\zeta &= \mu_0 H_\zeta \end{aligned} \quad (41)$$

waarin

$$\mu_1 = 1 + \chi_1, \quad \mu_2 = \chi_2. \quad (42)$$

Vergelijking van (41) met (29) en (30) laat zien dat het medium verliesvrij is: bovendien voldoen de termen met μ_2 aan de conditie (31) en het moet dus mogelijk zijn niet-reciproke elementen te vervaardigen met behulp van deze gyromagnetische media. Alvorens de verwezenlijking van deze niet-reciproke elementen te bespreken willen we in het kort aangeven welke golven zich door een gyromagnetisch medium kunnen voortplanten. Wanneer het medium diëlectrisch isotroop is, $\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$, dan kan aangetoond worden dat de vergelijkingen van Maxwell twee oplossingen hebben, die vlakke golven voorstellen, die zich voortplanten in de polarisatierichting in een gyromagnetisch medium. Deze golven zijn rechts- resp. links-circulair gepolariseerd en planten zich met verschillende snelheden voort:

$$\beta_{\pm}^2 = \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 (\mu_1 \pm \mu_2) \mu_0 \quad (43)$$

Door superpositie van een rechts en een links circulair gepolariseerde golf van dezelfde amplitude ontstaat een lineair gepolariseerde golf, waarvan de polarisatierichting wentelt om de voortplantingsrichting: magnetische Faraday-rotatie.

De Faraday-rotatie per eenheid van lengte bedraagt

$$\vartheta = \frac{\beta_- - \beta_+}{2} \quad (44)$$

Essentieel is dat deze rotatie dezelfde zin heeft, onafhankelijk van het feit of de golf loopt in de richting \mathbf{H}_c dan wel $-\mathbf{H}_c$.

Dezelfde beschouwingen blijven kwalitatief geldig voor golven in een golfgeleider van cirkelvormige doorsnede, die geheel of gedeeltelijk gevuld is met een gyromagnetisch medium, dat magnetisch verzadigd is in de asrichting van de golfgeleider. Onder gedeeltelijke vulling wordt verstaan een coaxiaal cilindertje van de stof. Dit systeem is door Hogan toegepast bij zijn experimenten en ook onze vierpoolmetingen zijn verricht aan dergelijke elementen.

2) De Faraday-rotator.

Experimenteel kan de Faraday-rotatie onderzocht worden in een apparaat, waarvan de opbouw en de werking schematisch in fig. 5 zijn aangegeven.

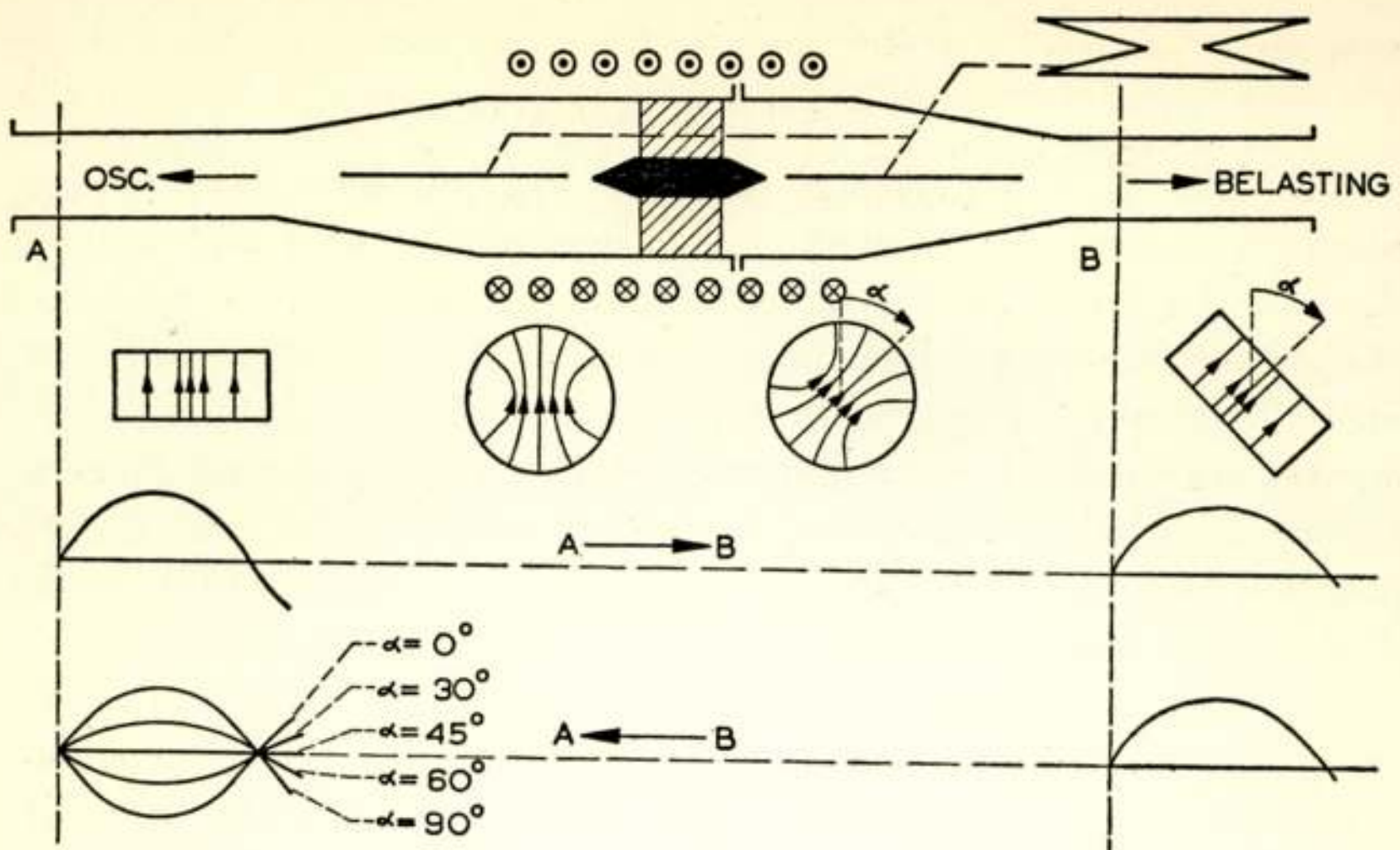


Fig. 5.

Principeschema van de Faraday-rotator.

Het systeem bestaat uit twee rechthoekige golfgeleiders, verbonden door een cirkelcylindrische golfgeleider. De overgangen van de rechthoekige naar de cirkelvormige doorsnede zijn zo geleidelijk uitgevoerd dat de optredende reflecties verwaarloosbaar [zijn]. De golf in de rechthoekige golfgeleider is van het type TE_{01} , en de cirkelcylindrische van het type TE_{11} (zie fig. 5). Het ronde stuk is zodanig onderbroken dat het deel waaraan de belasting wordt aangesloten kan draaien om de as van de rotator. In het systeem zijn twee weerstandstrippen aangebracht van de in de figuur aangegeven vorm. Deze stripjes hebben de eigenschap golven vrijwel onverzwakt door te laten (verzwakking ± 1 db) wanneer ze loodrecht staan op het elektrisch veld van de golf, en zeer sterk te absorberen (verzwakking > 30 db) wanneer ze evenwijdig zijn aan het elektrisch veld van de golf. In het centrum van de rotator bevindt zich een staafje *Ni*-ferriet (Ferroxcube IV E), dat in axiale richting gepolariseerd kan worden door een spoel, die aan de ronde golfgeleider is gelegd. Het stukje *Ni*-ferriet wordt ondersteund door een ringetje van schuimplastic, en is aan de uiteinden toegespitst om reflecties te verminderen.

Voor rechtstreekse metingen van de Faraday-rotatie is het nuttig de rotator af te sluiten met een kristaldetector, die een aangepaste belasting vormt. Wanneer de Faraday-rotatie α bedraagt en wanneer we de hoek, waarover het draaibare deel

van de rotator t.o.v. het vaste deel verdraaid is, ψ noemen dan zal de amplitude E van het signaal, dat in de kristal-detector gedetecteerd wordt, bedragen:

$$E = \text{const.} \cos(\psi - \alpha) \quad (45)$$

Het ontvangen signaal is maximaal voor $\psi = \alpha$ of $\psi = \alpha + \pi$; het minimum, dat optreedt voor $\psi = \alpha + \pi/2$ of $\psi = \alpha + 3\pi/2$, levert echter een veel scherper instelkenmerk en met behulp hiervan is het betrekkelijk eenvoudig rotaties te meten met een nauwkeurigheid van $\pm \frac{1}{2}^\circ$. Fig. 6 toont een experimentele curve voor de Faraday-rotatie van een staafje *Ni*-ferriet.

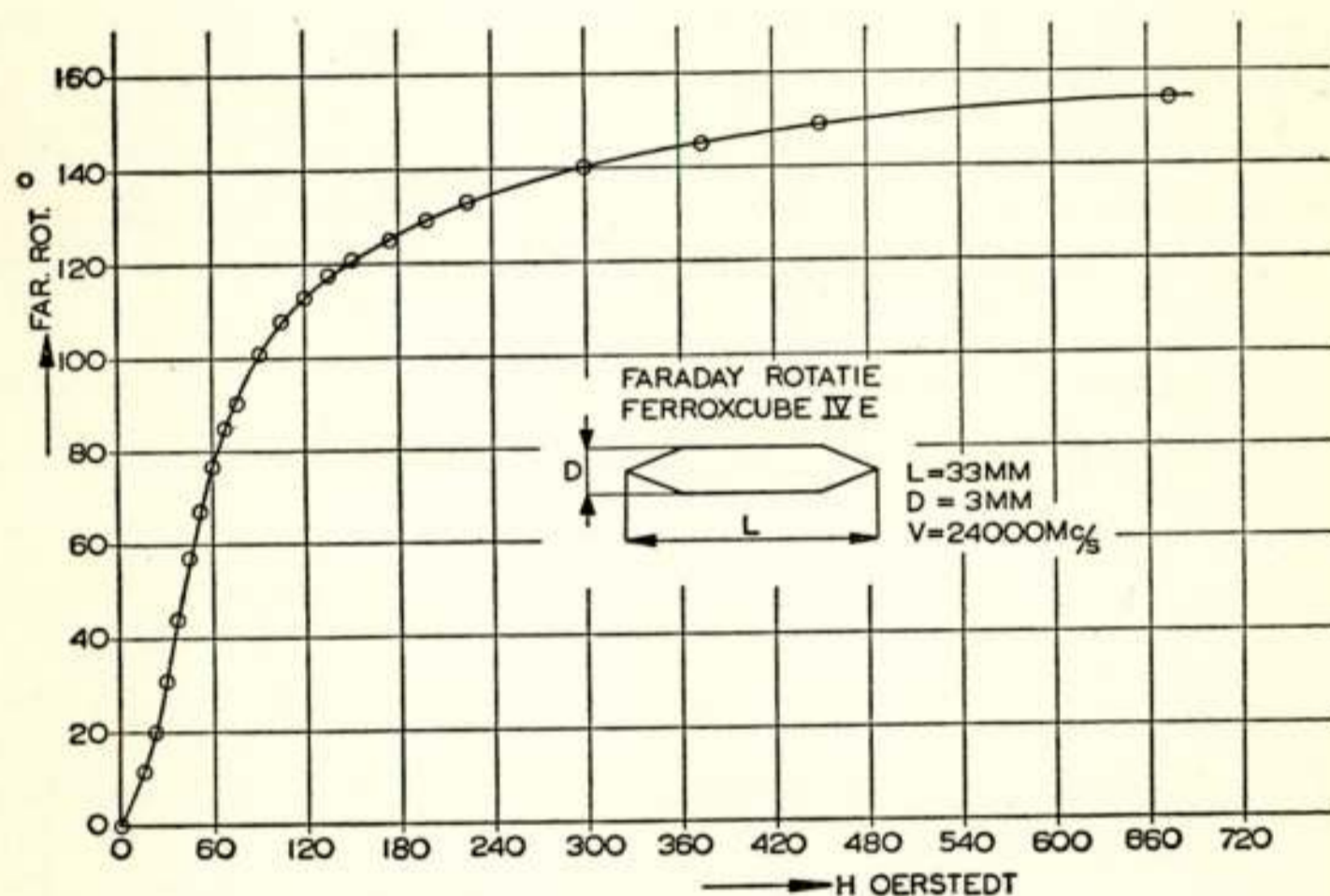


Fig. 6.

Faraday-rotatie van een staafje *Ni*-ferriet (Ferroxcube IV E) bij $\nu = 24000 \text{ Mc/sec.}$

We willen nu onderzoeken van welke aard de vierpolen zijn, die door een Faraday-rotator, als boven beschreven, gevormd worden. Daartoe definiëren we een ideale rotator als een rotator, die uitsluitend polarisatiedraaiing (en dus geen phase-verschuiving) teweegbrengt en die geen reflecties vertoont. Ook de verzwakkers worden ideaal verondersteld, d.w.z. de verzwakking is nul, resp. oneindig, wanneer de weerstandstrip loodrecht op, resp. evenwijdig aan het electricch veld van de golf is. We denken het draaibare deel van de rotator steeds zo ingesteld dat $\psi = \alpha$. Als begrenzing van de vierpool kiezen we twee vlakken A en B , die vlakken van gelijke phase zijn

voor golven, die het systeem doorlopen van A naar B . In geval van aangepaste belasting geldt:

$$Z_o H'_A = E'_A \quad Z_o H'_B = -E'_B \quad (46)$$

Op grond van onze keuze van A en B en het ideaal zijn van de rotator is

$$E'_A = E'_B \quad (47)$$

Uit (7a) volgt dan:

$$\begin{aligned} a - b &= 1 \\ c - d &= 1 \end{aligned} \quad (48)$$

We keren nu in gedachten de rotator om, d.w.z. we verwisselen oscillator en aangepaste belasting. Voor golven die het systeem doorlopen van B naar A is aan de zijde van A de hoek tussen de polarisatierichting en het vlak van de weerstandstrip niet langer $\pi/2$, maar $\pi/2 - 2a$. In dit geval is

$$E''_A = \cos 2a E''_B \quad (49)$$

Het is duidelijk dat de vlakken A en B nu vlakken van gelijke phase zijn voor $0 \leq a < 45^\circ$, echter vlakken van tegengestelde phase voor $45^\circ < a \leq 90^\circ$. Uit (28) volgt direct:

$$z_{12}/z_{21} = \cos 2a \quad (50)$$

Omdat de belasting nog aangepast is en het systeem geen reflecties vertoont is nu

$$Z_o H''_A = -E''_A \quad Z_o H''_B = E''_B \quad (51)$$

Substitutie van (50) en (51) in (7b) leidt nu tot

$$-d - b = 1 \quad (52)$$

$$c + a = 1$$

Bedenken we nog dat

$$ad - bc = -z_{12}/z_{21} = -\cos 2a, \quad (53)$$

dan vinden we tenslotte eenvoudig uit (48), (52) en (53):

$$\begin{aligned} a = -d &= \frac{1}{2}(1 + \cos 2a) \\ c = -b &= \frac{1}{2}(1 - \cos 2a) \end{aligned} \quad (54)$$

Het is interessant enkele speciale gevallen te bezien.

a) $a = 0$

Volgens (54) is $a = -d = 1$; $b = c = 0$. Verder is $z_{12}/z_{21} = 1$. Voor beide richtingen bedraagt de tussenschakeldemping 0 db . De rotator gedraagt zich als een ideale transformator met transformatieverhouding 1.

b) $a = 45^\circ$

Nu is $a = -d = c = -b = \frac{1}{2}$; $z_{12}/z_{21} = 0$.

Volgens (11) is $z'_1 = (a z'_2 + b)/(c z'_2 + d)$; substitutie van de getalwaarden voor a t/m d laat zien dat $z'_1 = 1$, onafhankelijk van z'_2 . Voor golven, die het element van A naar B doorlopen is de tussenschakeldemping 0, in de richting van B naar A daarentegen $\infty\text{ db}$. Dit betekent dat een 45° rotator gebruikt kan worden als ontkoppelaar tussen een oscillator en een belasting; daarmee kan de 16 à 20 db verzwakking, die gewoonlijk in meetopstellingen wordt aangebracht, vervallen.

In het aanhangsel worden enkele experimentele gegevens betreffende een 45° -rotator gegeven.

c) $a = 90^\circ$

Dan is $a = d = 0$; $c = -b = 1$; $z_{12}/z_{21} = -1$.

De tussenschakeldemping is in beide richtingen weer 0 db .

De rotator is nu een ideale gyrator met een gyratieweerstand, gelijk aan de karakteristieke impedantie van de rechthoekige golfgeleider. In principe kunnen alle gewenste gyratieweerstanden verkregen worden door de afmetingen van de golfgeleiders juist te kiezen.

3) Experimentele gyratoren en andere niet-reciproke vierpolen.

In deze paragraaf zullen enkele meetresultaten besproken worden, die verkregen zijn op de in het voorgaande beschreven wijze. De getrokken lijnen in fig. 7 tonen de tussenschakeldemping bij aangepaste belasting als functie van a voor een experimentele rotator; de gestippelde lijnen laten dezelfde grootheden zien voor een ideale rotator als gedefinieerd in de vorige paragraaf. Bij doorgang van A naar B is de verzwakking vrijwel

constant 3 db , bij doorgang van B naar A treedt een maximum op voor $\alpha = 45^\circ$.

Tabel I bevat de waarden van de vierpoolconstanten, die uit

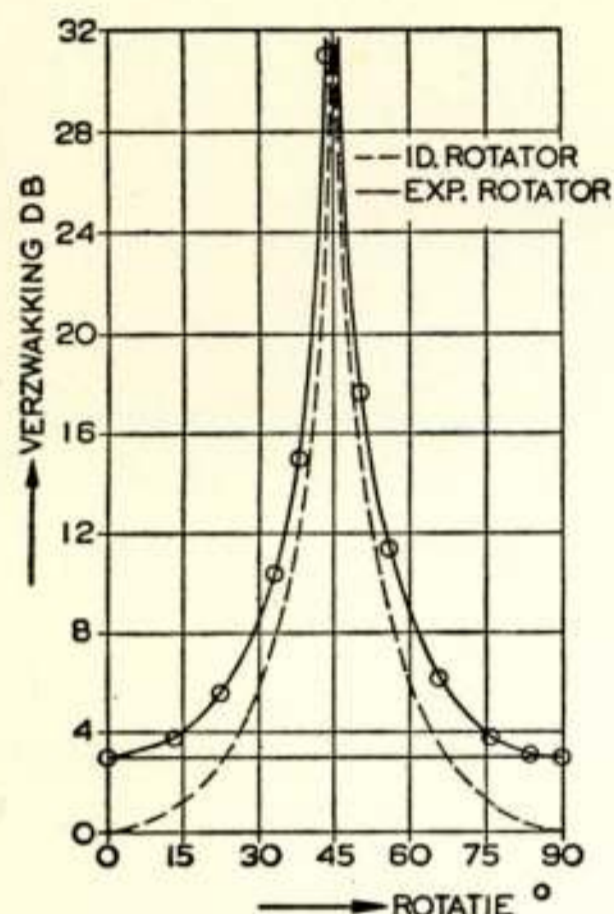


Fig. 7.

Tussenschakeldemping van Faraday-rotator.

golven te meten. In de laatste kolom van Tabel I vindt men de waarden van $Z_{1k} Z_{2n} / Z_{2k} Z_{1n}$; deze uitdrukking moet theoretisch 1 zijn en de getallen geven een globale indruk van de meetnauwkeurigheid.

TABEL I

Faraday-rotator.

rotatie °	a	- b	c	- d	$Z_{1k} Z_{2n} / Z_{2k} Z_{1n}$
0	1.14 $\angle + 26^\circ$	0.48 $\angle - 2^\circ$	0.37 $\angle + 4^\circ$	1.03 $\angle - 26^\circ$	0.94 $\angle - 4^\circ$
13.5	1.10 $\angle + 22^\circ$	0.50 $\angle - 4^\circ$	0.39 $\angle + 4^\circ$	0.99 $\angle - 23^\circ$	0.95 $\angle - 2^\circ$
22.5	1.05 $\angle + 18^\circ$	0.57 $\angle - 4^\circ$	0.44 $\angle + 4^\circ$	0.94 $\angle - 18^\circ$	0.97 $\angle - 2^\circ$
33	0.97 $\angle + 12^\circ$	0.70 $\angle - 5^\circ$	0.51 $\angle + 2^\circ$	0.81 $\angle - 14^\circ$	0.91 $\angle - 2^\circ$
38.5	0.87 $\angle + 7^\circ$	0.76 $\angle - 8^\circ$	0.60 $\angle 0^\circ$	0.80 $\angle - 13^\circ$	0.99 $\angle - 1^\circ$
44.5	0.72	0.78	0.62	0.70	1.00 $\angle + 1^\circ$
55.5	0.62 $\angle + 6^\circ$	0.96 $\angle - 3^\circ$	0.78 $\angle + 5^\circ$	0.58 $\angle - 1^\circ$	0.96 $\angle - 1^\circ$
66	0.50 $\angle + 5^\circ$	1.04 $\angle - 4^\circ$	0.90 $\angle + 6^\circ$	0.48 $\angle + 1^\circ$	0.98 $\angle - 1^\circ$
76	0.42 $\angle + 8^\circ$	1.07 $\angle - 5^\circ$	0.99 $\angle + 7^\circ$	0.41 $\angle + 6^\circ$	0.97 $\angle - 2^\circ$
84	0.38 $\angle + 13^\circ$	1.06 $\angle - 6^\circ$	1.06 $\angle + 9^\circ$	0.39 $\angle + 12^\circ$	0.99 $\angle 0^\circ$
90	0.37 $\angle + 16^\circ$	1.07 $\angle - 4^\circ$	1.06 $\angle + 7^\circ$	0.38 $\angle + 16^\circ$	0.98 $\angle 0^\circ$

Fig. 8 toont de modulus van a t/m d als functie van α , zoals ze gegeven zijn in tabel I. De getrokken lijnen gelden

weer voor de experimentele, de gestreepte voor de ideale rotator.

De verzwakking is grotendeels te wijten aan de weerstandstrippen. Dit blijkt duidelijk uit tabel II, waar de vierpool-

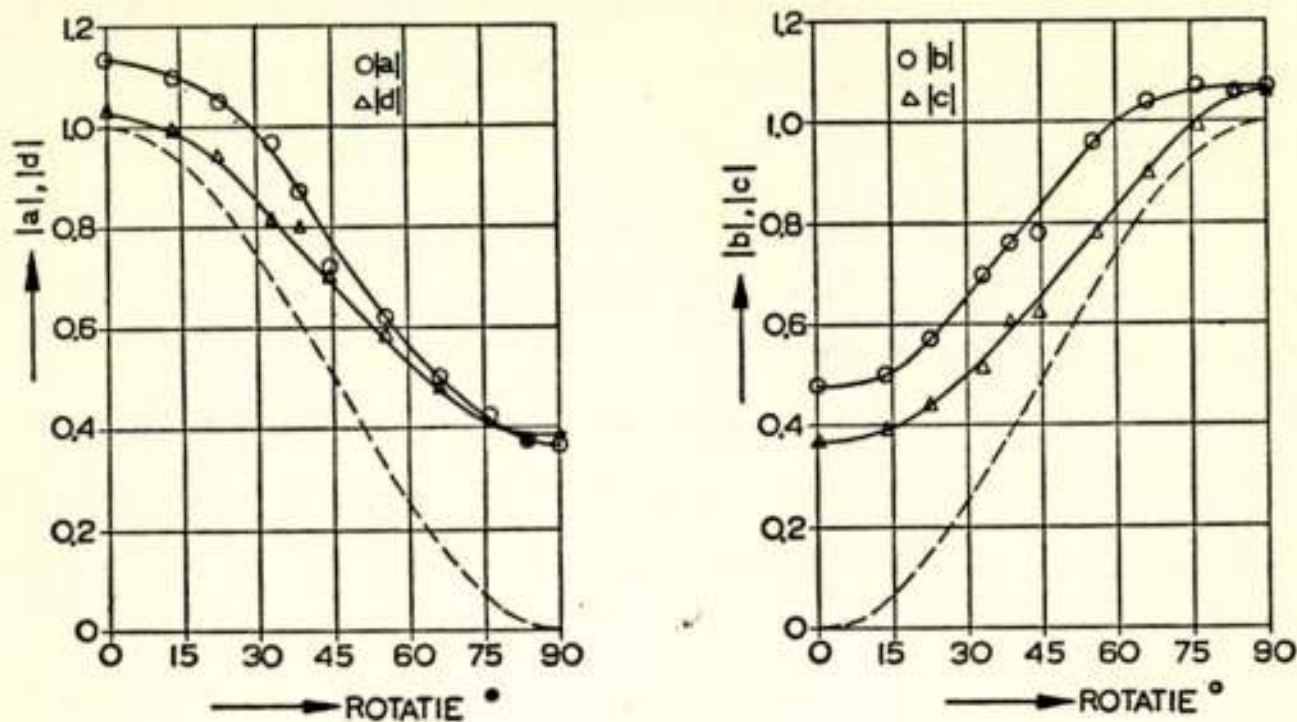


Fig. 8.

Vierpoolconstanten als functie van de Faraday-rotatie.

constanten gegeven zijn voor drie gyratoren, die steeds hetzelfde ferrietelementje bevatten; I is de gyrator die in tabel I staat voor 90° rotatie; II bevat aanzienlijk kortere, en III in het geheel geen weerstandstrippen. De laatste benadert de ideale gyrator zeer goed, de tussenschakeldemping is slechts $0,8 \text{ db}$ en het „rendement” is dus $\pm 83\%$.

TABEL II
Experimentele gyratoren.

	a	- b	c	- d	tussenschakeldemping db	$Z_{1k}Z_{2n}/Z_{2k}Z_{1n}$
I	$0.37 \angle +16^\circ$	$1.07 \angle -4^\circ$	$1.06 \angle +7^\circ$	$0.38 \angle +16^\circ$	3.0	$0.98 \angle 0^\circ$
II	$0.20 \angle +20^\circ$	$1.00 \angle -1^\circ$	$1.04 \angle +1^\circ$	$0.18 \angle +1^\circ$	1.65	$0.97 \angle -2^\circ$
III	$0.09 \angle -1^\circ$	$1.00 \angle +4^\circ$	$1.01 \angle -4^\circ$	$0.10 \angle 0^\circ$	0.8	$1.04 \angle +4^\circ$

Toepassing.

Zoals reeds eerder opgemerkt is de 45° -detector een element, dat van direct praktisch belang is in meetopstellingen voor cm-golven. Bij het dimensioneren van een dergelijk element gelden de volgende overwegingen:

- De Faraday-rotatie per lengte-eenheid moet zo groot mogelijk zijn.
- De verzwakking in de doorlaatrichting moet zo gering mogelijk zijn. Daartoe kiezen we de weerstandstrip zo

kort als toelaatbaar is met het oog op de noodzakelijke verzwakking in de sperrichting. Verder wordt de verzwakking bepaald door de elektrische en magnetische verliezen van de gebruikte ferriet. Bij 24.000 Mc/sec zijn deze verliezen klein voor de Ferroxcuben IV.

- c) De rotatie mag niet te sterk veranderen bij verandering van de bekrachtigingsstroom. Dit kan bereikt worden door ervoor zorg te dragen dat 45° rotatie optreedt bij magnetische verzadiging.
- d) Het vermogen voor de bekrachtiging moet zo klein mogelijk zijn. Stoffen met een hoge beginpermeabiliteit die door kleine velden verzadigd kunnen worden, verdienen voorkeur.

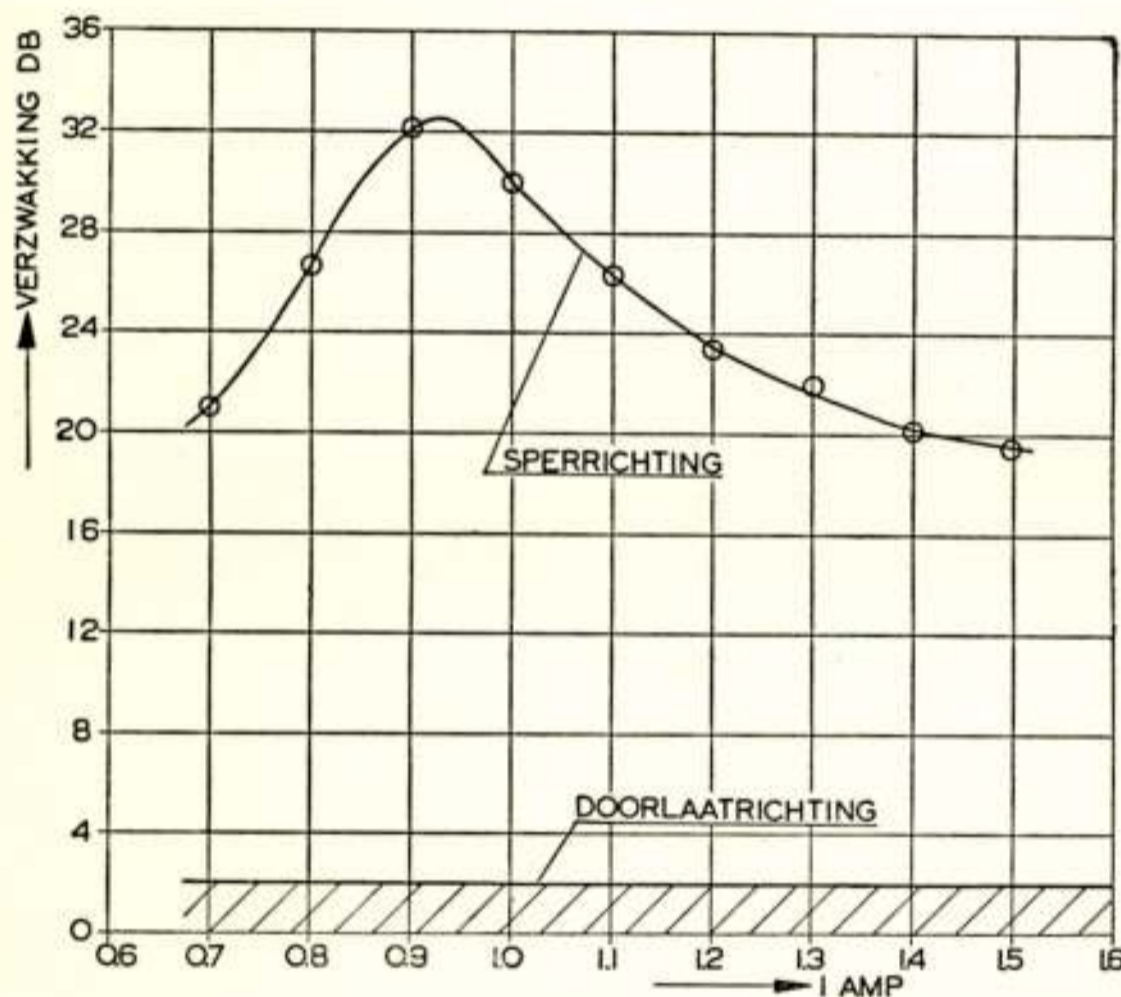


Fig. 9.

Tussenschakeldemping van ontkoppelaar in sper- en doorlaatrichting als functie van de bekrachtigingsstroom.

weerstand van de bekrachtigingsspoel is $\pm 1 \Omega$, dus het benodigde vermogen $\pm 1 W$. Door toepassing van het permanent magnetische materiaal ferroxdure kan de bekrachtiging misschien geheel komen te vervallen.

Dit verslag zou niet volledig zijn zonder een woord van dank aan degenen, die bij dit onderzoek betrokken geweest zijn. Dit geldt in het bijzonder de heren P. Leemans en J. Baesjou, die een belangrijk aandeel hebben gehad bij het ontwerpen en maken van de mechanische, resp. elektronische apparatuur. Ook

Met deze eisen is rekening gehouden bij het maken van een 45° rotator, waarvan enige eigenschappen in fig. 9 zijn afgebeeld. Het gebruikte ferriet is Ferroxcube IV B. De demping in de doorlaatrichting is $< 2 \text{ db}$, die in de sperrichting $> 20 \text{ db}$ voor een groot stroombereik (nl. van 0,7 tot 1,5 A). De

aan de N.V. Philips is dank verschuldigd voor het welwillend beschikbaar stellen van de Ferroxcuben.

Literatuur.

- 1) B. D. H. T e l l e g e n: Philips Research Reports **3**, 81 (1948).
 - 2) id id **3**, 321 (1948).
 - 3) id id **4**, 31 (1949).
 - 4) C. L. H o g a n, Bell System Technical Journal **31**, 1 (1952).
 - 5) D. P o l d e r, Philosophical Magazine **40**, 100 (1948).
-

Application of complex symbolism to linear variable networks.¹⁾

by A. P. Bolle²⁾

SUMMARY

In the present article the author discusses networks containing one linear variable element. An outline is given of the use of complex symbolism for such networks. General complex equations are derived. These equations may be used for computations concerning magnetic and dielectric modulators and amplifiers.

1. Introduction.

The application of complex symbolism to *linear permanent* networks (i.e. networks governed by linear differential equations with constant coefficients for the current and voltage phenomena) is possible because of the fact that the principle of superposition holds. With *linear variable* networks, however, (i.e. networks governed by linear differential equations with coefficients that are dependent on time, but not on current) the same principle is valid. Therefore it is clear that it must be possible to make use of the complex symbolism in the case of linear variable networks too.

The difference between the two cases, namely the fact that the performance of a *permanent* network is invariant and that of a *variable* network is not invariant with respect to a shift of the time origin, does not preclude the application of complex symbolism equally well in both cases.

It is even possible with *linear variable* networks to define time-independent complex impedances and transfer functions, which, however, depend in general on more than one frequency. With *linear permanent* networks these quantities depend on one frequency only, as is well-known.

In this article networks containing only one linear variable element are considered. This limitation, however, is not neces-

¹⁾ Manuscript received 15 May 1953.

²⁾ Central laboratory of the Netherlands P.T.T., The Hague, Holland.

sary. Furthermore it is assumed that the component value is periodical and can be developed in a Fourier series.

The application of the complex symbolism is made possible by introducing the lower sidebands as the upper sidebands of carriers with negative frequencies. Thus a symmetrical frequency spectrum arises, extending from $-\infty$ to $+\infty$. This frequency spectrum consists only of the upper sidebands of all frequencies $2n\omega$ (n positive, negative and zero), in which 2ω is the fundamental frequency of the time function of the element value.

From the foregoing it will be clear that the theory, developed in this article, is based on a frequency domain analysis. As compared to time domain analysis this has many advantages; especially because of the fact that it is an extension of the frequency analysis techniques used with linear permanent networks.

In certain cases an approach to the analysis of linear variable networks in the time domain based on various perturbation methods may be more useful.

In an article in the „Tijdschrift van het Nederlands Radio Genootschap” (Nov. 1946) F. H. Stieltjes already pointed out, that it is possible to make use of the complex symbolism for linear variable networks, which networks in practical form mostly occur as frequency-transposing systems. L. A. Zadeh also made a study on linear variable networks but, as far as the present writer knows, he did not arrive at complex symbolism.

2. Derivation of the basic complex equation.

With certain non-linear elements the relationship between

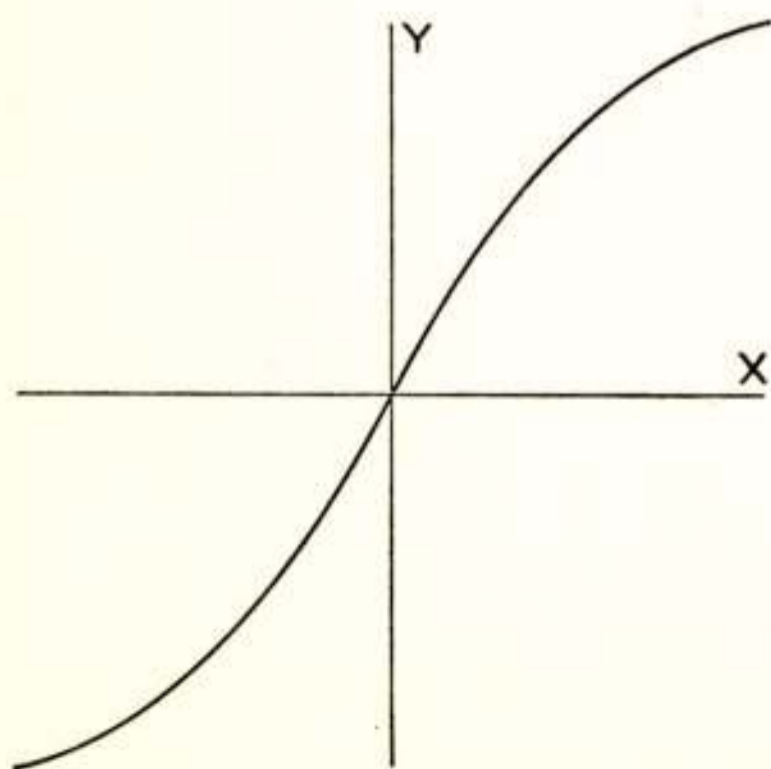


Fig. 1.

the two quantities involved can be represented as in fig. 1. This relationship is, apart from the radial symmetry and the single-valuedness, quite arbitrary. With nonlinear resistances y and x correspond with voltage and current respectively, with nonlinear inductances they correspond with magnetic flux and current and with non-linear capacitances with electric flux

and voltage. In these cases $\frac{d^2 y}{dx^2}$ must be negative when $x > 0$ so as to make the curve in agreement with reality. It should be noted that hysteresis phenomena have been ignored with the non-linear inductances and capacitances.

If two quantities x_1 and x_s are applied, i.e. a switching function x_1 that makes the element time-dependent and the useful signal x_s , we can write:

$$y_1 = f(x_1 + x_s) = f(x_1) + x_s \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=x_1} + \frac{x_s^2}{2!} \left(\frac{d^2 y}{dx^2} \right)_{x=x_1} + \dots \quad (1)$$

Now the arrangement can always be made in such a way (balancing) that in the signal circuit only that part of y_1 which contains odd powers of x_s , is active. As a rule, at least two components are needed to make such an arrangement, but for the signal circuit they can be considered as one linear variable element.

Only the first term is considered, which is allowable if x_s is small enough:

Hence
$$y_s = x_s \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=x_1} \quad (2)$$

Substitution of x_1 by $\hat{x}_1 \sin \omega t$ in the expression obtained is permissible, because y is only determined by x itself and not by time-integrals and time-differentials of x , the result being that $\left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=x_1}$ also becomes dependent on the time. It is easily seen that for $\left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=x_1}$, when it is developed in a Fourier series, which series obviously converges, the following can be written:

$$\left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=x_1} = \sum_{-\infty}^{+\infty} n a_{2n} \cos 2n \omega t, \text{ where } a_{2n} = a_{-2n} \quad (3)$$

When it is assumed that in the signal circuit only a quantity

$$x_s = \hat{x}_s \sin (pt + \varphi) \quad (4)$$

is active, then it follows from Eq. (2) and Eq. (3) that y_s consists of a large number of frequencies, whose general formula is $2k\omega + p$, in which k can have all values from $-\infty$ to $+\infty$. Thus

y_s contains the sidebands of all the even harmonics, the even harmonics themselves being absent. A constant part of x_r or a relation between y and x without radial symmetry, leads moreover to the presence of the sidebands of the odd harmonics in y_s . This latter possibility, however, is not considered here.

Because y_s is composed of a large number of components, x_s will generally not be sinusoidal, due to the inter-action,, but it will likewise be composed of a number of sinusoidal components. In order to describe the circuit arrangement as a whole, it must be assumed that:

$$x_s = \sum_k k \hat{x}_{2k} \sin(2k \omega t + \rho t + \varphi_k) \quad (5)$$

In this formula k can have all values, both positive, negative, and zero.

From this it follows that the lower sidebands ($2n\omega - \rho$) are indicated as the upper sidebands ($-2n\omega + \rho$) of carriers with negative frequencies ($n > 0$). This is, as will become evident later, an essential condition to achieve application of the complex symbolism and to obtain an equivalent network.

To clarify the foregoing argumentation, the linear variable resistance may serve as an example. As mentioned before, with this element y and x correspond with voltage u and current i respectively. Two currents are supplied: a switching or control current i_r and a signal current i_s . In this case $\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=x_r}$ and a_{2n} have the dimension of a resistance. Therefore Eqs. (2) and (3), which are valid in the balanced condition, can be rewritten

$$u_s = i_s \left(\frac{du}{di}\right)_{i=i_r} \quad (2a)$$

$$\left(\frac{du}{di}\right)_{i=i_r} = R = \sum_{-\infty}^{+\infty} n R_{2n} \cos 2n \omega t \quad (3a)$$

When it is assumed that in the signal circuit a current $i_s = \hat{i}_s \sin(\rho t + \varphi)$ is supplied, then it can be seen from Eq. (2a) and Eq. (3a) that the voltage u_s is not sinusoidal but consists of a large number of components. As a result the current i_s will usually not be sinusoidal either, because of the fact that the internal impedance of the voltage source is generally not infinitely large. On the contrary i_s contains the same frequency compo-

nents as the voltage. Therefore it must be assumed that:

$$i_s = \sum_k \hat{i}_{2k} \sin(2k\omega t + pt + \varphi_k) \quad (5a)$$

From the foregoing, it will be clear that in the treated case a voltage source is present for one frequency only, namely for the frequency p . Theoretically, however, it is possible that for more frequencies a voltage source is present; in the extreme case even for all frequencies $2k\omega + p$.

Inserting Eq. (5) and Eq. (3) in Eq. (2) produces

$$y_s = \sum_k \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{a_{2n} \hat{x}_{2k}}{2} \left[\sin \left\{ (2k + 2n)\omega t + pt + \varphi_k \right\} + \sin \left\{ (2k - 2n)\omega t + pt + \varphi_k \right\} \right] \quad (6)$$

so y_s consists of a large number of components.

The value of $y_{2\ell}$ (an arbitrary component of y_s with a frequency $2l\omega + p$) is easily found from Eq. (6), because

$$a_{2\ell - 2k} = a_{2k - 2\ell} \quad (7)$$

$$y_{2\ell} = \sum_k a_{2\ell - 2k} \hat{x}_{2k} \sin(2l\omega t + pt + \varphi_k) \quad (8)$$

Each component in x_s thus leads to each component of y_s being produced. In this way $x_{2k} = \hat{x}_{2k} \sin(2k\omega t + pt + \varphi_k)$ produces in y_s a component with a frequency $2l\omega + p$ proportional to

$$x_{2k}^{2\ell} = \hat{x}_{2k} \sin(2l\omega t + pt + \varphi_k) \quad (9)$$

The two quantities x_{2k} and $x_{2k}^{2\ell}$ ($x_{2k}^{2k} = x_{2k}$) have the same amplitude \hat{x}_{2k} , different frequencies and the same phase angle φ_k .

From this it follows that the complex time functions of x_{2k} and $x_{2k}^{2\ell}$ are not identical but are given by,

$$\mathbf{x}_{2k} = \hat{x}_{2k} \exp j(2k\omega t + pt + \varphi_k) \quad (10)$$

and

$$\mathbf{x}_{2k}^{2\ell} = \hat{x}_{2k} \exp j(2l\omega t + pt + \varphi_k)$$

respectively. The complex values of the two quantities, however, are identical, that is they are:

$$\mathbf{X}_{2k}^{2\ell} = \mathbf{X}_{2k} = X_{2k} \exp j\varphi_k \quad (11)$$

In Eq. (11) X_{2k} represents the R.M.S. value. Therefore

$$X_{2k} \sqrt{2} = \hat{x}_{2k} \quad (12)$$

It is now readily understood that Eq. (8) can be put in the following complex form:

$$\mathbf{Y}_{2e} = \sum k \quad a_{2e-2k} \mathbf{X}_{2k}^{2e} = \sum k \quad a_{2e-2k} \mathbf{X}_{2k} \quad (13)$$

This equation is the basic equation for the application of complex symbolism to the linear variable network elements mentioned in the introduction to this paragraph, and it expresses completely the inter-action of the various frequencies upon one another. We have been able to derive this basic equation, because x_{2k}^{2e} has the same complex value as x_{2k} , in spite of the different frequencies. This is due to the fact that x_{2k}^{2e} and x_{2k} have equal amplitudes and equal phase angles.

These equal phase angles have been obtained due to the lower sidebands being introduced as the upper sidebands of carriers with negative frequencies. If the lower sidebands had been described with the frequencies $2n\omega - p$ ($n > 0$), Eq. (13) would not have been obtained.

3. Application to linear variable resistance, capacitance and inductance.

In the case of a linear variable resistance Eq. (13) becomes

$$\mathbf{E}_{2e} = \sum k \quad R_{2e-2k} \mathbf{I}_{2k} \quad (14)$$

With a linear variable inductance it is given by

$$\psi_{m_{2e}} = \sum k \quad L_{2e-2k} \mathbf{I}_{2k} \quad (15)$$

Because $\mathbf{E}_{2e} = j(2l\omega + p) \psi_{m_{2e}}$ (16)

the relation between current and voltage becomes:

$$\mathbf{E}_{2e} = j(2l\omega + p) \sum k \quad L_{2e-2k} \mathbf{I}_{2k} \quad (17)$$

In the case of a linear variable capacitance it follows from Eq. (13):

$$\psi_{e_{2e}} = \sum k \quad C_{2e-2k} \mathbf{E}_{2k} \quad (18)$$

or with

$$\mathbf{I}_{2e} = j(2l\omega + p) \psi_{e_{2e}} \quad (19)$$

$$\mathbf{I}_{2e} = j(2l\omega + p) \sum_k C_{2e-2k} \mathbf{E}_{2k} \quad (20)$$

Since in the foregoing computation the curve $y = f(x)$ has not been taken into account, y and x may obviously be identified with current and voltage, respectively, in the case of a non-linear resistance; with a non-linear inductance they can represent current and magnetic flux, respectively, and with a non-linear capacitance they can stand for voltage and electric flux, respectively.

In order to make the curve agree with practical conditions in these cases $\frac{d^2 y}{dx^2}$ must be positive when $x > 0$. For the linear variable resistance we then obtain:

$$\mathbf{I}_{2e} = \sum_k G'_{2e-2k} \mathbf{E}_{2k} \quad (21)$$

Referring to Eq. (16) we find for the linear variable inductance

$$\mathbf{I}_{2e} = \sum_k \frac{\mathbf{E}_{2k}}{j(2k\omega + p) L'_{2e-2k}} \quad (22)$$

and referring to Eq. (19) for the linear variable capacitance

$$\mathbf{E}_{2e} = \sum_k \frac{\mathbf{I}_{2k}}{j(2k\omega + p) C'_{2e-2k}} \quad (23)$$

In Eqs (14)-(23) \mathbf{E}_{2e} represents the complex value of the voltage with a frequency $2l\omega + p$ across the terminals of the element and \mathbf{I}_{2k} the complex value of the current with a frequency $2k\omega + p$ flowing through the element.

In addition to the linear variable element the linear permanent elements that are present in the network must be taken into account and incorporated in the equations

With regard to Eqs (14), (17) and (23) this can best be done by converting the permanent part of the network for any frequency concerned with the aid of the theorem of Helmholtz-Thevenin into a constant-voltage generator with internal series impedance. The equations then become

$$\mathbf{E}_{2e} = \mathbf{I}_{2e} \mathbf{Z}_{2e} + \sum_k R_{2e-2k} \mathbf{I}_{2k} \quad (14a)$$

$$\mathbf{E}_{2e} = \mathbf{I}_{2e} \mathbf{Z}_{2e} + j(2l\omega + p) \sum_k L_{2e-2k} \mathbf{I}_{2k} \quad (17a)$$

$$\mathbf{E}_{2e} = \mathbf{I}_{2e} \mathbf{Z}_{2e} + \sum_k \frac{\mathbf{I}_{2k}}{j(2k\omega + p) C_{2e-2k}} \quad (23a)$$

In these equations \mathbf{I}_{2e} stands for the complex value of the current with a frequency $2l\omega + p$ flowing through the linear variable element and \mathbf{E}_{2e} the E.M.F. with a frequency $2l\omega + p$ of the equivalent constant-voltage generator.

For Eqs (20), (21) and (22) the same theorem can serve to convert the linear permanent part of the network, for each frequency, into a constant-current generator with internal parallel admittance.

Thus are obtained:

$$\mathbf{I}_{2e} = \mathbf{E}_{2e} \mathbf{Y}_{2e} + j(2l\omega + p) \sum_k C'_{2e-2k} \mathbf{E}_{2k} \quad (20a)$$

$$\mathbf{I}_{2e} = \mathbf{E}_{2e} \mathbf{Y}_{2e} + \sum_k G'_{2e-2k} \mathbf{E}_{2k} \quad (21a)$$

$$\mathbf{I}_{2e} = \mathbf{E}_{2e} \mathbf{Y}_{2e} + \sum_k \frac{\mathbf{E}_{2k}}{j(2k\omega + p) L'_{2e-2k}} \quad (22a)$$

In these equations \mathbf{E}_{2e} represents the complex value of the voltage with a frequency $2l\omega + p$ across the terminals of the linear variable element and \mathbf{I}_{2e} the current with a frequency $2l\omega + p$ developed by the equivalent constant-current generator. Only a part of this current flows through the linear variable element.

From the foregoing it follows that the values \mathbf{Z}_{2e} and \mathbf{Y}_{2e} for each value of l do not represent different networks, but the same network calculated for different frequencies. It will also be obvious that not for every value of l an \mathbf{E}_{2e} , cf (14a), (17a) and (23a) or an \mathbf{I}_{2e} , cf (20a), (21a) and (22a) need be available.

It is evident that all equations in this paragraph consist of a large number of equations: for each frequency one.

4. Equivalent circuits.

The equivalent circuits belonging to equations (14), (17) and (20)-(23) are fairly complicated. In the case of very large control

signals the formulae are simplified, however. When with $x > 0$ $\frac{d^2 y}{dx^2} < 0$ the fact holds in the first place that all the a coefficients (cf. formula (3)) are positive and in the second place that all the a coefficients except for a_0 are identical.

The following holds

$$a_0 > a_{2l-2k} = A > 0 \quad (l \neq k)$$

Thence Eq. (13) becomes

$$\mathbf{Y}_{2l} = A_0 \mathbf{X}_{2l} + A \sum_k \mathbf{X}_{2k} \quad (13a)$$

$$\text{where } A_0 = a_0 - a > 0.$$

If for $x > 0$ the expression $\frac{d^2 y}{dx^2} > 0$ holds, then all the a coefficients, except for a_0 , are negative and identical. The coefficient a_0 is positive and larger than the absolute value of each of the other coefficients.

Therefore:

$$a_0 > -a_{2l-2k} = B > 0$$

Thus from Eq. (13) we obtain

$$\mathbf{Y}_{2l} = B_0 \mathbf{X}_{2l} - B \sum_k \mathbf{X}_{2k} \quad (13b)$$

$$\text{where } B_0 = a_0 + B > 0$$

Eq. (13a) reduces Eqs. (14), (17) and (20), viz.:

$$\mathbf{E}_{2l} = \mathbf{I}_{2l} R_0 + R \sum_k \mathbf{I}_{2k} \quad (14b)$$

$$\mathbf{E}_{2l} = j(2l\omega + p) L_0 \mathbf{I}_{2l} + j(2l\omega + p) L \sum_k \mathbf{I}_{2k} \quad (17b)$$

$$\mathbf{I}_{2l} = j(2l\omega + p) C_0 \mathbf{E}_{2l} + j(2l\omega + p) C \sum_k \mathbf{E}_{2k} \quad (20b)$$

Eq. (13b) reduces Eqs (21)-(23), viz.:

$$\mathbf{I}_{2l} = \mathbf{E}_{2l} G'_0 - G' \sum_k \mathbf{E}_{2k} \quad (21b)$$

$$\mathbf{I}_{2l} = \frac{\mathbf{E}_{2k}}{j(2l\omega + p) L'_0} - \sum_k \frac{\mathbf{E}_{2k}}{j(2k\omega + p) L'} \quad (22b)$$

$$\mathbf{E}_{2l} = \frac{\mathbf{I}_{2l}}{j(2l\omega + p) C'_0} - \sum_k \frac{\mathbf{I}_{2k}}{j(2k\omega + p) C'} \quad (23b)$$

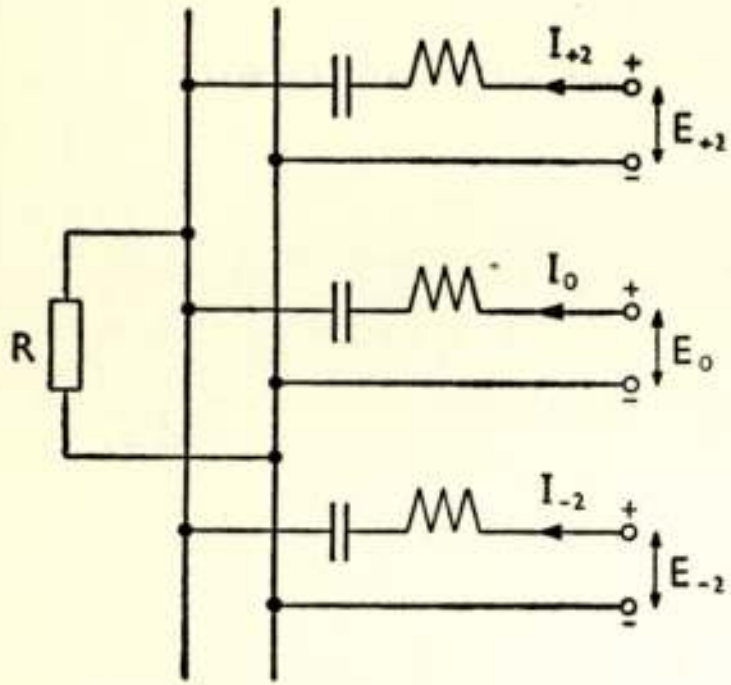


Fig. 2.

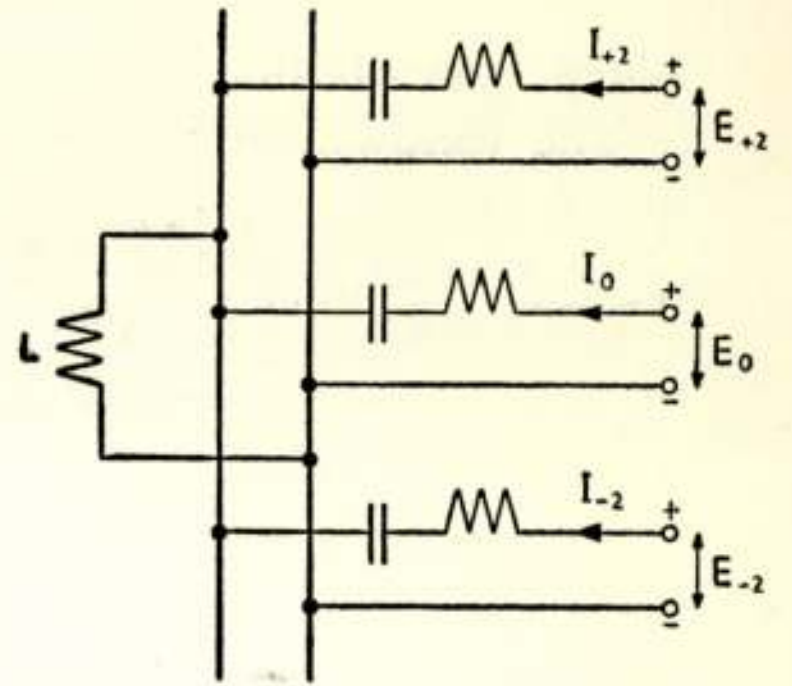


Fig. 3.

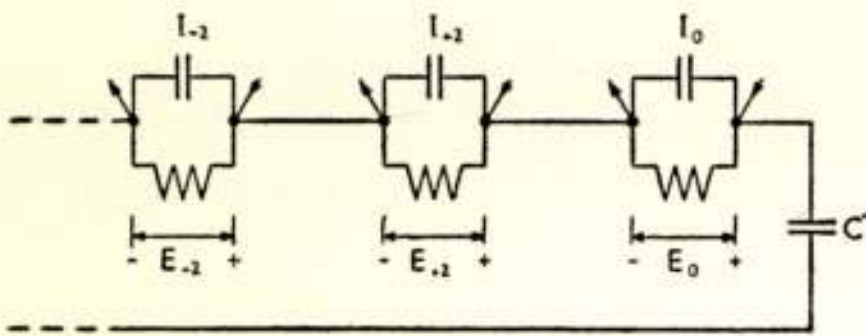


Fig. 4.

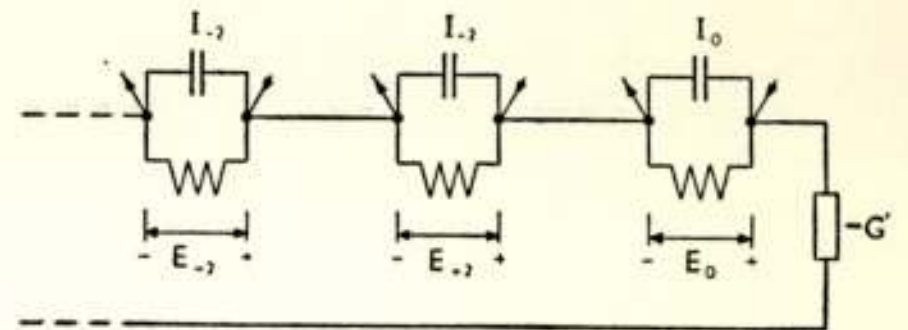


Fig. 5.

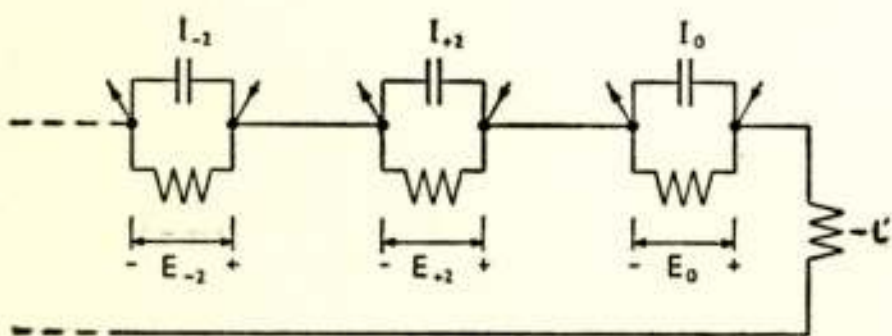


Fig. 6.

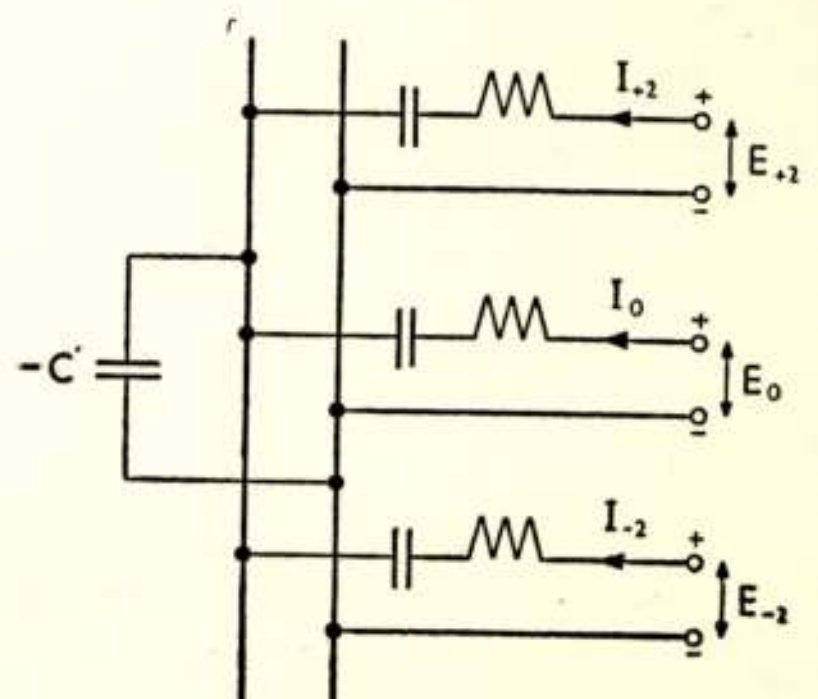


Fig. 7.

The elements R_o , G_o , L_o and C_o can be incorporated in the external circuits; in the equivalent circuits given in figs 2-7 they have been left out.

The ideal series and parallel resonant circuits as provided in these equivalent diagrams serve to indicate that other than sinusoidal currents and voltages, respectively, do not occur in the fictitious circuits concerned.

It is obvious that when the equivalent networks of figs 3, 4, 6 and 7 are used certain translation rules must be taken into account. These translation rules are fundamentally different for the corresponding circuits 3 and 7 and for 4 and 6, respectively, as will be readily observed.

In the parallel diagrams the external impedances can be considered as being in series with the series resonant circuits and in the series diagrams as parallel to the parallel resonant circuits, and thereafter they can easily be incorporated in the equations (cf end of para. 4).

These equivalent circuits are $2n$ -poles (for each frequency a pair of terminals); in reality the number of pairs of terminals, however, can be much smaller and in the extreme case it can even be 1. Moreover the various frequencies need in reality not be limited to separate pairs of terminals. Each element of the real circuit appears as many times in the equivalent circuit as there are frequencies being taken into account.

5. Remarks on the identity of certain derived equations.

In the foregoing theory linear variable elements have been discussed in which, electrically or - if and when required - mechanically, the element values are periodical functions of the time. Firstly the case has been discussed when the component values L , C en R can be developed in a Fourier's series that contains only even harmonics, so e.g.

$$R = \sum_{-\infty}^{+\infty} n \quad R_{2n} \cos 2n \omega t; \quad L = \sum_{-\infty}^{+\infty} n \quad L_{2n} \cos 2n \omega t;$$

$$C = \sum_{-\infty}^{+\infty} n \quad C_{2n} \cos 2n \omega t \quad (24)$$

Secondly the case has been discussed that the inverse values

$\frac{1}{L}$, $\frac{1}{C}$ and $\frac{1}{R}$ ($= G$) can be developed in a corresponding Fourier's series, that is:

$$G' = \sum_{-\infty}^{+\infty} n G'_{2n} \cos 2n \omega t; \quad \frac{1}{L'} = \sum_{-\infty}^{+\infty} n \frac{1}{L'_{2n}} \cos 2n \omega t;$$

$$\frac{1}{C'} = \sum_{-\infty}^{+\infty} n \frac{1}{C_{2n}} \cos 2n \omega t \quad (25)$$

On the basis of Eq. (24) Eqs. (14), (17) and (20) are obtained for the signal circuit. On the basis of Eq. (25) Eqs (21), (22) and (23) are derived.

It is for a certain case immaterial whether the element values themselves or their inverse values are developed in the Fourier's series. Both developments are possible, due to the fact that the element values are always positive and finite.

It is clear that thus Eqs (14) and (21), (17) and (22), together with Eqs (20) and (23) are in a certain sense identical. Obviously the same applies to the equivalent circuits viz. figs 2 and 5, 3 and 6 as well as 4 and 7.

Furthermore it can be remarked that Eqs (14) and (21), (17) and (20) as well as Eqs (22) and (23) are dual, as will easily be seen.

6. Definition of impedance, admittance and transfer functions.

From the equivalent circuits it can be seen that for each of the fictitious pairs of terminals an input impedance or input admittance, respectively, which is independent of time, can be defined as:

$$Z'_{2e} = \frac{E_{2e}}{I_{e2}} = \frac{1}{Y'_{2e}} \quad (26)$$

Transfer functions that are independent of time can also be defined. If e.g. in the parallel diagrams the $2n$ circuit is terminated by an impedance (Z_{2n}), without a voltage generator being connected, the ratio of the voltage across Z_n (U_{2n}) to the inserted voltage at one of the other pair of terminals (E_{2e}) is a transfer voltage ratio.

In a similar manner transfer impedances and transfer admittances can be defined.

With linear permanent networks the corresponding values are obviously dependent on one frequency only. With linear variable networks the impedances are not only dependent on the frequency considered, but on all the frequencies giving rise to current flow (parallel diagrams) or from which voltage arises (series diagrams). The transfer functions are in the first place dependent on the two frequencies concerned, but in the second place also on all the frequencies giving rise to current flow (parallel diagrams) or from which voltage arises (series diagrams).

The definition of impedances and transfer functions is possible, because of the fact that for the fictitious pairs of terminals the voltage as well as the current are sinusoidal. For the real pairs of terminals this need not be so: the voltage and the current may be composed of many components. For the real pairs of terminals the definitions, therefore, presume that only one component of the current and the voltage are being considered at the same time. When the components of the voltage and the current under consideration have the same frequency then the quotient may be an impedance or a transfer impedance. When the voltage and the current possess different frequencies then the quotient always gives a transfer impedance.

7. Remarks on energy balance.

With the linear variable resistance no change of energy takes place between signal circuits and control circuit. This means that the energy supplied in all signal circuits must equal internal dissipation.

With linear variable inductances and capacitances a change of energy does take place between signal circuits and switching circuit. Moreover there is, theoretically, no internal dissipation. That consequently means that, generally speaking, in these cases the sum of all the energies supplied to all the signal circuits is not equal to zero. It also means that in the case that only to one pair of terminals energy is supplied and from one pair of terminals energy is withdrawn, the withdrawn energy may be larger than the supplied energy: energy amplification.

The third term of the series of Eq. (1) is in these case responsible for the interaction of energy between signal circuits and control circuit.

8. Switching signals.

In § 2 the switching quantity has been supposed to be sinusoidal. This condition need not be satisfied, however. Each switching value that, when developed in a Fourier's series only comprises sinus terms of the odd harmonics, gives rise to series (3).

When at increasing x , $\frac{dy}{dx}$ more or less rapidly proceeds to a certain limit value (saturation), it is in the neighbourhood of this limit condition in first approximation immaterial what course the switching quantity will have. When it is supposed that a sinusoidal switching value with infinitely large amplitude is cut off as soon as the instantaneous value has become so large that according to the characteristic $y = f(x)$, $\frac{dy}{dx}$ will practically have no more changes, a rectangular switching value arises that in first approximation will yield the same final result as the infinitely large sinusoidal switching value itself. Thus the „infinitely large” sinusoidal switching value lies within realisable limits. An almost rectangular switching value can most simply be obtained by starting from a finite sinusoidal switching value and thereafter giving the odd harmonics of the switching value generated in the non-linear element itself an opportunity to make their contribution to the switching value in the correct phase.

9. Generalisation.

It is clear that Eqs (24) and (25) can always be derived, when the component values are periodical functions of time with fundamental frequency 2ω , no matter what relationship exists between the two quantities that are of importance with the non-linear element. From this it follows that the Eqs (14), (17), (20)-(23) as well as Eqs (14a), (17a), (20a)-(23a) have general validity.

By starting from a certain presumption it was possible in the case under discussion to make some simplifications. This presumption can be summarized as follows: the component value (L , C or R) is relatively large during a short part of the period, and relatively small during the rest of the period. This need not be so in practice, however. Therefore Eqs (14b), (17b), (20b)-(23b) do not possess general validity.

For many practical applications the general equations can be simplified in a corresponding manner as described in this article.

10. Conclusion.

In the foregoing article a theory is developed which is useful for computations concerning magnetic and dielectric modulators. In practice often only a few equations of the systems of equations (14), (17), (20)-(23) are of importance. That greatly reduces the computations.

By means of this theory the quasi-changes of sign of load impedances, the possible instabilities and the energy amplification, which may occur in connection with magnetic and dielectric modulators can easily be shown.

The theory discussed in this article can be extended to networks containing more linear variable network elements. This can very easily be effected, particularly when all linear variable elements are connected directly in parallel and/or in series and when the time functions of all linear variable elements have the same fundamental frequency. In practice this will generally be the case.

11. Acknowledgement.

The author wishes to express his thanks to Mr W. H van Zoest, Chief of the Transmission Laboratory of the Netherlands P.T.T. and to Mr J. L. Bordewijk, of the same Laboratory for their helpful suggestions and their constructive criticism.

Literature

1. F. H. Stieltjes: Toepassing van de complexe rekenwijze op systemen met frequentie transpositie (= Application of the complex symbolism to systems with frequency transposition). Tijdschrift Ned. Radiogenootschap (= Journal Netherlands Radio Society), Nov. '46, pp 221-271.
2. P. Bura and D. M. Toms: A resonant circuit with a time-variant resistive element. „Nature (Lond)”: 166 (1950), no 4220, pp 483-484.
3. P. Bura and D. M. Toms: Resonant circuits with periodically varying parameters. „Wireless Engineer”; 29 (1952), nr 343 + 344, pp 95-100 + 120-126. discussion in: 29 (1952) no. 347, pp 222-224.
4. L. A. Zadeh: Frequency analysis of variable networks. „Proceedings I.R.E.”; 38 (1950), no 3, pp 291-299. Corrections in: 38 (1950) no 7, p 725.

5. L. A. Z a d e h: The determination of the impulsive response of variable networks. „Journal of Applied Physics” **21** (1950), no 7, pp 642—645.
 6. L. A. Z a d e h: Band-pass low-pass transformation in variable networks. „Proceedings I.R.E.”; **38** (1950), no 11, pp 1339—1341.
 7. L. A. Z a d e h: Correlation functions and power spectra in variable networks. „Proceedings I.R.E.”; **38** (1950), no 11, pp 1342—1345.
 8. L. A. Z a d e h: Circuit analysis of linear varying parameters networks. „Journal of Applied Physics”; **21** (1950), no 11, pp 1171—1177.
 9. L. A. Z a d e h: On stability of linear varying parameter systems. „Journal of Applied Physics”; **22** (1951), no 4, pp 402—405.
 10. L. A. Z a d e h: Initial conditions in linear varying parameter systems. „Journal of Applied Physics”; **22** (1951), no 6, pp 782—786. supplement in: **22** (1951), no 9, pp 1216—1217.
 11. L. A. Z a d e h: Constant-resistance networks of the linear varying parameter type. „Proceedings I.R.E.”; **39** (1951), no 6, pp 688—691.
 12. L. A. Z a d e h: Some applications of matrix and tensor methods in the analysis and synthesis of variable systems. „Matrix tensor quarterly”; **2** (1951), no Dec.; pp 13—18.
-

Boekbespreking

„Leerboek der radartechniek” door M. J. van Duin, Fred. Hendrikstraat 198¹, Amsterdam, uitgegeven door de schrijver, met afzonderlijk gespiraleerd boekwerk voor tekeningen en schema's. Tekst: 297 blz., 21 x 27; Tekeningen: 252, 59 blz., 19 x 26. f 25.—.

Dit werk is geschreven als het ware rondom het moderne navigatie radarapparaat en de behandelde stof blijft daardoor ook tot deze apparatuur beperkt.

De titel „Leerboek der Radartechniek” is dan ook maar ten dele juist, daar vele in dit werk niet behandelde onderwerpen eveneens tot de moderne radartechniek dienen te worden gerekend.

Een gelukkiger keuze voor de titel zou mijns inziens zijn geweest: „Leerboek der Scheepsnavigatie radartechniek”, waarbij uit het voorwoord dan duidelijk had moeten blijken, dat navigatie systemen zoals Loran en Gee niet in dit werk worden behandeld.

In het voorwoord wordt nl. nu gesproken van commerciële radarapparatuur, maar hiertoe behoren niet alleen de scheepsnavigatie radarinstallaties, maar eveneens apparaten voor G.C.A. (ground control approach) en zoekradar, waarin volkomen afwijkende schakelingen in vergelijking met scheepsnavigatie apparaten worden toegepast (b.v. M.T.I., moving target indication).

Een goede keuze is geweest een middelbaar kennis niveau bij de lezer te veronderstellen. Het is evenwel ook voor lagere opleidingen bruikbaar, waarbij echter soms de plotselinge overgang van behandeling van de stof wat moeilijk aandoet b.v. in het hoofdstuk „Transmissie lijnen”.

Sommige behandelde onderwerpen zoals b.v. „bootstrap en trapezium spanningsgenerator” komen ook, wat hun getalswaarden betreft, dicht bij die uit het M.I.T. handboek: „Principles of Radar”.

Daar in het voorwoord vermeld staat, dat het werk o.a. bestemd is voor radiotechnici is het te betreuren, dat b.v. bij de behandeling van de „R.C. impulsvormer” het theorema van Thévenin alleen maar ter sprake komt, zonder dat een verklaring hiervan of een verwijzing naar literatuur plaats vindt.

Dit bezwaar geldt mijns inziens echter algemeen, want de waarde van dit boek zal aanzienlijk stijgen, indien verwijzing naar bestaande Engelse en Amerikaanse literatuur plaats vindt. In dit verband kan eveneens genoemd worden de verklaringen gegeven bij de behandeling van de „Variabele afstand impuls generator volgens het bootstrap principe” op blz. 87 van deel 1. Hier komt n.l. bij de pick-off diode de kwestie ter sprake van een resterende blokvorm op de kathode, bij input van een zaagtand-vormige spanning aan de anode. De verklaring met verwijzing naar fig. 26 en par. 41 is mijns inziens onvolledig.

Een verwijzing naar b.v. „Principles of Radar” waar dit onderwerp met betrekking tot de zaagtand-vormige input op RC.schakelingen iets uitvoeriger wordt behandeld is hier zeker op zijn plaats.

Ondanks soortgelijke onvolledigheden is het werk geschikt voor opleidingen t.b.v. monteurs en technici alsook voor bedrijfsscholing, waarbij aan de lezers een goede theoretische basis wordt gegeven op het gebied van de radar navigatie apparatuur. Voor een korte behandeling op Middelbare Technische Scholen, desgewenst in combinatie met meer uitgebreide literatuur is het ook aan te bevelen.

J. J. F.

KORTEGOLF TELEGRAFIE EN TELEFONIEFREQUENTIES VOOR SCHEEPSVERKEER

Door de Atlantic City Conferentie in 1947 werden nieuwe banden voor het kortegolf telegrafie en telefonieverkeer met schepen vastgesteld.

Deze banden zijn:

I. Scheepsstations

a. Oproepbanden telegrafie alle schepen:

4177	tot	4187	Kp/s
6265.5	„	6280.5	„
8354	„	8374	„
12531	„	12561	„
16708	„	16748	„
22220	„	22270	„

b. Werkfrequenties telegrafie vrachtschepen:

4187	tot	4238	Kp/s
6280.5	„	6357	„
8374	„	8476	„
12561	„	12714	„
16748	„	16952	„
22270	„	22400	„

c. Werkfrequenties telegrafie passagiersschepen:

4133	tot	4177	Kp/s
6200	„	6265.5	„
8265	„	8354	„
12400	„	12531	„
16530	„	16708	„
22070	„	22220	„

d. Werkfrequenties telefonie alle schepen:

4063	tot	4133	Kp/s
8195	„	8265	„
12330	„	12400	„
16460	„	16530	„
22000	„	22070	„

II. Kuststations

a. Telegrafie:

4238	tot	4368	Kp/s
6357	„	6525	„
8476	„	8745	„
12714	„	13130	„
16952	„	17290	„
22400	„	22650	„

b. Telefonie:

4368	tot	4438	Kc/s
8745	„	8815	„
13130	„	13200	„
17290	„	17360	„
22650	„	22720	„

De overgang naar de nieuwe banden zal in verschillende fasen geschieden.

Op 3 Juni j.l. zijn de nieuwe 22 Mc/s banden zowel voor telegrafie als telefonie in werking getreden.

Op 1 September a.s. worden de nieuwe banden voor roepfrequenties telegrafie van schepen in gebruik genomen.

De data voor het ingaan van de volgende fasen staan nog niet vast.

Het ligt in de bedoeling om achtereenvolgens geheel of gedeeltelijk de nieuwe werkbanden telegrafie voor vrachtschepen in gebruik te nemen, daarna de volledige werkbanden telegrafie voor vrachtschepen, vervolgens de werkbanden telegrafie voor passagiersschepen, daarna de nieuwe telefoniebanden voor schepen en tenslotte de nieuwe frequenties voor de kuststations.

DE INVOERING VAN „ATLANTIC CITY” FREQUENTIES VOOR DE MOBIELE DIENST VOOR DE LUCHTVAART

Zoals bekend mag worden geacht, heeft de conferentie van de Internationale Vereniging voor de Verreberichtgeving (ITU), welke in 1947 te Atlantic City werd gehouden, zich t.a.v. het frequentieverdelingsprobleem in hoofdzaak bezig gehouden met het opstellen van een nieuwe frequentielijst, waarin op wereld- of regionale basis bepaalde frequentiebanden aan de verschillende diensten werden toegewezen.

De gedetailleerde verdeling van deze frequentiebanden diende te geschieden op speciaal voor dit doel te houden frequentie-vergaderingen.

Aan de International Administrative Aeronautical Radio Conference, (IAARC) welke haar vergaderingen in 1948 te Genève begon, deze tijdelijk moest afbreken en in 1949 wederom hervatte en beëindigde, was de taak toegewezen om voor de Mobiele Luchtvaartradiodiensten, zowel burgerlijk als militair, een verdeelingsplan op te stellen, bekend als IAARC-plan.

Op basis van dit IAARC-plan kon de Internationale Burgerluchtvaart Organisatie (ICAO) beginnen met haar werk om de in het kader van de door de IAARC opgestelde MWARA's (major world air route areas) en RDARA's (regional and domestic air route areas) tot specifieke toewijzing van frequenties per route, land en station over te gaan.

Voor sommige gebieden werd dit werk door het ICAO-secretariaat verricht, voor andere gebieden geschiedde zulks op speciale frequentie-vergaderingen.

Dit was o.a. het geval voor het Europa-Middellandse Zeegebied (EUMED-gebied).

Op de in Juni 1950 te Parijs gehouden Frequency Assigment Meeting van de ICAO werden o.a. aan Nederland de frequenties toegewezen, welke het in het ICAO EUMED-gebied dient te gebruiken.

Daar Nederland ook in het ICAO Noord-Atlantische gebied is gelegen, kreeg het ook voor dit gebied frequenties toegewezen volgens een plan, dat uitgewerkt is door het ICAO-secretariaat.

De zware taak om, nadat de frequentie-verdeling in grote lijnen was vastgelegd, te komen tot een plan, waarbij moest worden vastgesteld, hoe de daadwerkelijke overgang van het oude naar het nieuwe frequentie-plan zou plaats vinden, werd gedragen door de in 1951 te Genève gehouden Buitengewone Administratieve Radio Conferentie (EARC).

Tijdens deze conferentie werden o.m. bijzondere procedures opgesteld t.a.v. het in band gaan van de Mobiele Dienst voor de Luchtvaart en werd tevens een resolutie aangenomen, waarbij, aangezien de veiligheid en regelmaat van vliegtuigbewegingen afhankelijk is van snelle en betrouwbare lucht/grond communicatiemiddelen, welke vrij zijn van storing, de administraties wordt verzocht maatregelen te nemen om de Mobiele Dienst voor de Luchtvaart in staat te stellen op een rationele en ordelijke manier vlug op de aangegeven frequenties over te gaan en tijdens het in band gaan hinderlijke storing te vermijden.

In aansluiting op de EARC conferentie werd tijdens de derde ICAO Regionale Luchtvaart Conferentie voor het Europa-Middellandse Zeegebied in Parijs (Februari-Maart 1952) in grote lijnen het „European/Mediterranean Aeronautical Mobile Service HF en route stage I Plan” ontworpen.

Aan de regeringen van de betrokken landen werd verzocht na te gaan of en in hoeverre de volgens dit plan toegewezen frequenties konden worden vrijgemaakt voor uitsluitend gebruik door de luchtvaart met ingang van de in het plan genoemde data.

Het overleg omtrent deze vrijmaking vond in Nederland plaats in de Nationale Frequentie Commissie, waarin o.a. vertegenwoordigers van de P.T.T., Oorlog, Marine, Politie en Rijksluchtvaartdienst zitting hebben. De vrijmaking der bedoelde frequenties bleek hier te lande over het algemeen geen moeilijkheden op te leveren.

Tijdens een volgende speciale ICAO frequentie-conferentie, welke in Oct./Nov. 1952 te Parijs plaats vond, werd eerder genoemd plan definitief aangenomen en werden de invoeringsdata bevestigd.

De frequenties van het plan voor het Europa-Middellandse Zeegebied werden ingedeeld in een viertal frequentiegroepen. Drie van deze groepen (A, B en C)

zijn bestemd voor radiotelefonische berichtenwisseling (A3) en één groep voor radiotelegrafische berichtenwisseling (A1).

Groep A werd toegewezen aan grondstations, welke zijn gelegen in Centraal Noord- en Z.O. Europa, terwijl groep B werd toegewezen aan grondstations, gelegen in Centraal- en Zuid-Europa, alsmede het Middellandse Zeegebied. (Groep C is voorlopig reserve).

De invoering van het EUMED-plan geschiedt in de volgende 5 etappes: Op 1 Dec. 1952 dienden de in te voeren frequenties te zijn vrijgemaakt (*phase 1*). Per 1 Juni 1953 werden de nieuwe telegrafie-frequenties in gebruik genomen en kwamen de in gebruik zijnde frequenties te vervallen (*phase 2*).

Op 1 Augustus 1953 werd een begin gemaakt met de invoering van een aantal nieuwe radiotelefonische frequenties, welke gedurende een „overlap-periode” van 45 dagen naast de daarmee corresponderende „oude” frequenties beschikbaar zijn. Dit laatste is gedaan om de luchtvaartmaatschappijen in staat te stellen gedurende deze periode alle vliegtuigen van de nodige kristallen te voorzien (*phase 3*).

Op 15 September 1953 zal wederom een aantal nieuwe radiotelefonische frequenties worden ingevoerd (*phase 4*).

Op 1 November 1953 dient de invoering van het gehele plan voltooid te zijn (*phase 5*).

Gelijktijdig met het opstellen van het bovengenoemde plan voor het EUMED-gebied werd in principe een frequentie-plan samengesteld voor het North Atlantic gebied, waarbij werd voorgesteld de invoering hiervan parallel te doen verlopen aan die van het EUMED-gebied. In verband met bezwaren van enige landen kon met de invoering eerst op 1 Augustus 1953 worden begonnen.

Door Nederland werden op 1 Juni met gunstig resultaat 4 nieuwe radiotelegrafische frequenties in gebruik genomen.

Op 1 Augustus werden 5 nieuwe radiotelefonische frequenties in gebruik genomen, welke zonder uitzondering goed voldoen.

Het laat zich aanzien, dat ook verder de invoering van de frequentie-plannen voor zowel het Noord-Atlantische als Europa-Middellandse Zeegebied gunstig zal verlopen.

Door ICAO is evenwel een regeling getroffen, in geval nieuw in gebruik genomen frequenties door storing onbruikbaar mochten zijn, deze door andere te vervangen.

Met betrekking tot de andere ICAO-gebieden zij vermeld, dat met uitzondering van die voor het Zuid-Oost Azië (SEA) en Stille Oceaan (PAC) gebied, over de plannen voor de invoering van de nieuwe mobiele luchtvaartfrequenties nog overleg wordt gepleegd tussen de ICAO en de betrokken staten.

De rol van de Rijksluchtvaartdienst t.a.v. laatstgenoemde frequentieplannen beperkt zich in hoofdzaak tot het overleg met de K.L.M., voor zover deze over bepaalde frequenties op de door haar bevlogene routes dient te beschikken.

O. J. S.

ORGANISATIE VOOR ZUIVER WETENSCHAPPELIJK ONDERZOEK

Het onlangs verschenen jaarverslag over 1952 van de organisatie voor Z.W.O. is op ruimer schaal verspreid dan voorgaande of nog volgende jaarverslagen.

De strekking daarvan is, een grotere kring van belangstellenden met het werk en de werkwijze van Z.W.O. te laten kennis maken, vooral ook om kritiek en raadgevingen uit te lokken.

Een exemplaar is in het bezit van de secretaris van het N.R.G. en is voor belangstellenden op aan hem gerichte aanvraag beschikbaar.

Uit het Nederlands Radiogenootschap

Ir W. A. J. LIEBERT, OFFICIER IN DE ORDE VAN ORANJE NASSAU



Ir W. A. J. Liebert, geboren te Sintang (Borneo) op 21 Juni 1888, volgde het Lager Onderwijs te Rotterdam, behaalde in 1908 het eindeexamen H.B.S. te Kampen en verkreeg het diploma van Electrotechnisch Ingenieur aan de Technische Hogeschool te Delft in 1915. In dit zelfde jaar vertrok hij naar Indië in dienst van de P.T.T. Na een kort verblijf bij de P.T.T. te Sitobondo ging hij met Dr Ir de Groot naar Bandoeng waar hij belangrijk werk verrichtte bij de bouw van het beroemde lange golf radiostation waarvan de antennes over de Malabarkloof werden gespannen. In 1921 ging Liebert over naar Radio Holland en begon zijn werk als hoofdvertegenwoordiger voor het toenmalige Ned.-Indië. In deze functie heeft hij van 1930 tot 1935 baanbrekend werk verricht, zowel op radiotechnisch als op organisatorisch gebied bij de oprichting en de ontwikkeling

van de Ned. Ind. Radio Omroep Mij (N.I.R.O.M.).

Zijn carrière bij Radio Holland werd in 1948 bekroond door zijn benoeming tot directeur. Verschillende Nederlandse en buitenlandse patenten, betrekking hebbende op de techniek van de radio richtingzoeker, staan op zijn naam.

De meest bekende hiervan is de constructie van een symmetrische draaibaar opgestelde koppelspeel, welke verbonden was met een draaiend richtingzoeker- raam. Hiermede werd bereikt dat met een niet afgeschermd raam toch scherpe peilingen werden verkregen. Tot na de tweede wereldoorlog werd deze constructie algemeen bij richtingzoekers op Nederlandse kustvaarders toegepast.

Zijn benoeming tot Officier werd persoonlijk bekend gemaakt door de Inspecteur Generaal van de Scheepvaart op het kantoor van Radio Holland te midden van een grote kring van vrienden en relaties uit scheepvaart- en radio kringen. Liebert is na zijn aftreden als directeur van Radio Holland i.v.m. het bereiken der pensioengerechtigde leeftijd, benoemd tot voorzitter van het Technical Committee van het Comité International Radio Maritime.

W. S.

EXAMENS

Najaarsexamens.

In de eerste helft van October zal het schriftelijke examen voor radio technicus en radiomonteur worden gehouden. Zij, die aan dit en aan het daarop volgende mondelinge examen wenssen deel te nemen moeten zich voor 15 September a.s. opgeven aan het secretariaat van de examencommissie van het Nederlands Radiogenootschap, Sweelinckplein 71, 's-Gravenhage. De kosten voor deelname ten bedrage van f 30.— voor het examen radiomonteur en f 35.— voor het examen radiotechnicus moeten eveneens vóór 15 September gestort worden op postrekening 6322 ten name van: Examencommissie Nederlands Radiogenootschap, 's-Gravenhage.

Verslag voorjaarsexamens.

Verslag van het examen voor radiotechnicus en radiomonteur, gehouden in April, Mei, Juni en Juli 1953.

De schriftelijke examens voor radiotechnicus en radiomonteur werden gehouden op 13 en 14 April 1953. Aangemeld hadden zich 187 kandidaten voor technicus en 264 voor monteur, waarvan 6 kandidaten zich terugtrokken (2 technicus en

4 monteur). Wegens onvoldoend schriftelijk examen werden afgewezen 67 candidaten technicus en 81 candidaten monteur.

Voor het mondelinge gedeelte werden opgeroepen 118 candidaten technicus (2 candidaten verhinderd) en 179 candidaten monteur (1 niet opgekomen), welke mondelinge examens werden gehouden op 28 en 29 Mei, 1, 2, 8, 9, 15, 16, 22, 23, 29, 30 Juni en 6 Juli. Afgewezen werden 50 candidaten technicus en 72 candidaten monteur. Geslaagd zijn in totaal 65 candidaten technicus en 89 candidaten monteur. 1 Candidaat technicus en 17 candidaten monteur werden voor een herexamen in aanmerking gebracht. De 13 candidaten die een herexamen moesten afleggen slaagden allen.

Het examen heeft aanleiding gegeven tot de volgende opmerkingen:

1. De wis- en natuurkundige kennis van de candidaten radiotechnicus is over het algemeen onvoldoende. Zowel op het schriftelijk- als op het mondelinge gedeelte van het examen is dit gebleken.

In dit verband dient de aandacht te worden gevestigd op de wijzigingen van het examenreglement welke op 1 Januari 1954 van kracht zullen worden. Volgens het gewijzigde artikel 10 moet de candidaat voor het onderdeel wis- en natuurkunde om te slagen ten minste het cijfer 5 behalen, terwijl het gemiddelde van de cijfers voor wis- en natuurkunde en de radiotechniek ten minste $5\frac{1}{2}$ moet zijn.

2. De resultaten behaald voor het onderdeel praktische toestelkennis en meet-techniek laten nog veel te wensen over. Te veel blijkt op het examen dat de candidaat geen of veel te weinig praktische vaardigheid bezit en daardoor volkomen onwennig staat tegenover een practijkmeting.

3. Wat de resultaten voor radiomonteur betreft, is het opgevallen dat veel candidaten te weinig handvaardigheid bezitten en niet in staat zijn een eenvoudige werktekening behoorlijk te lezen.

Bovendien dient er op gewezen te worden dat een monteur de hem opgedragen werkzaamheden in een behoorlijk tempo moet kunnen uitvoeren; hij moet met overleg de hem toegemeten tijd indelen.

Het is niet wel mogelijk het examen met een goede kans van slagen af te leggen wanneer men niet van te voren juist ook voor het praktische gedeelte, zich terdege heeft voorbereid.

Er moet met klem tegen gewaarschuwd worden het onderdeel praktische handvaardigheid te onderschatten!

NIEUWE LEDEN

J. G. Coster, Lohengrinstraat 38, Den Haag.

Ir J. C. Diles, 's-Gravelandseweg 73, Hilversum.

B. L. Kaper, Vrijenbanselaan 45, Deift.

Ir W. F. Nijo, Orionlaan 123, Hilversum.

Ir H. A. Reydon, 1e Constantijn Huygenstraat 25, Amsterdam.

J. Schaap, Clivialaan 23, Heemstede.

VOORGESTELDE LEDEN

Drs K. H. J. Bokhove, Jan Luykenstraat 38, Eindhoven. (Philips, Eindhoven).

Ir A. J. van Buytene, Dorpsweg 101-2, Hattum.

Ir C. J. Pluygers, Meidoornlaan 25, Delft (luchtmachtstaf).

B. Ravensteyn, Gerard Doulaan 8, Baarn. (Radio Holland).

Ir J. J. van Rijsinghe, Schapendrift 40, Blaricum (P.T.I., Hilversum).

D. L. A. Tjaden, 1e Braamstraat 26, Den Haag (junior lid).

J. C. Vermeulen, Azaleastraat 67, Den Haag (junior lid).

Ir A. de Waard, van Hoornstraat 51, Hilversum (P.T.I., Hilversum).

NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

Ir R. L. Bosch, Rijnsburgerweg 2, Leiden.

Ir C. Dullemond, Prins Bernhardlaan 69, Voorburg.

S. L. Hof, Citroenstraat 30, Den Haag.

J. A. Koster, Rotterdamse Dijk 213a, Schiedam (Jr. lid).

G. Prins, p/a Ned. Radar Proefstation, Kon. Astrid Boulevard 46, Noordwijk a.Z.

Ir W. J. Verhoeff, Gooiersgracht 147, Laren (N.H.).



Front en centrale bedieningslessenaar 50 kW zender te Lima (Peru).

Bovenstaand afgebeelde kortegolfomroepzender van 50 kW antennevermogen werd door de N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie v/h N.S.F. geleverd aan Radio Nacional del Perú en in de loop van 1950/51 te Lima geïnstalleerd. De installatie is gelijksoortig met de bestaande Nederlandse Wereldomroepzender te Lopik. De afstemming en omschakeling op de gekozen golflengten in het gebied 5.95—22 MHz geschiedt automatisch door middel van Instantuner-mechanismen.



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