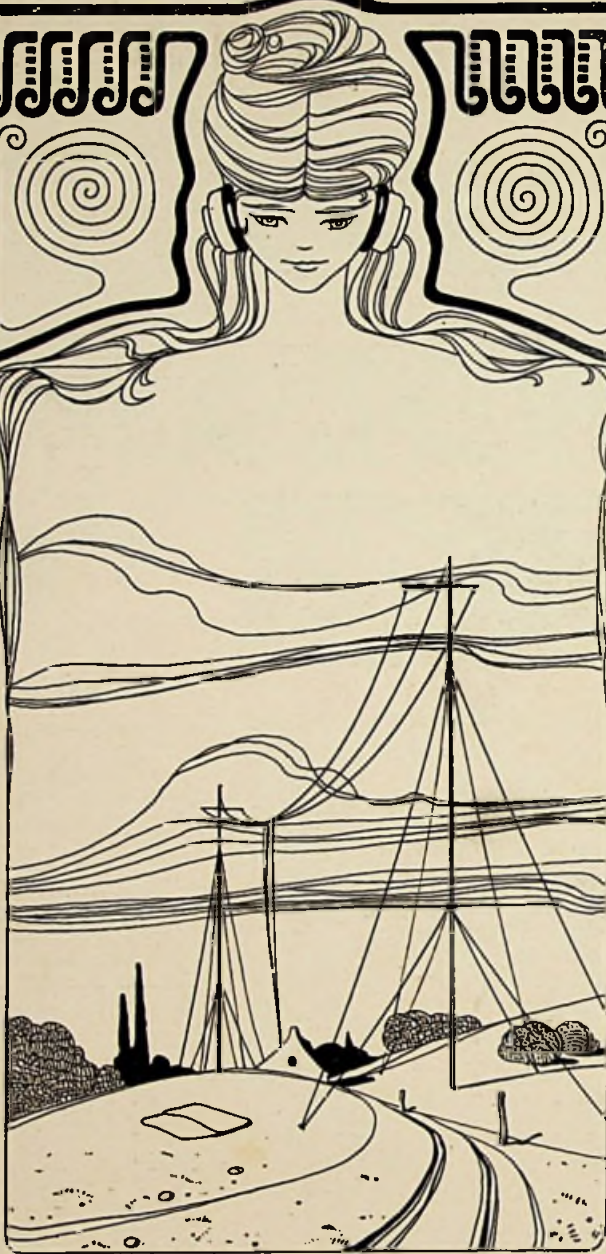
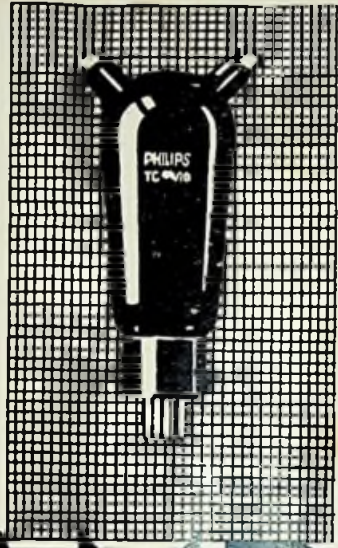


# RADIO-NIEUWS



ORGAAN van de  
NED. VER. voor RADIOTELEGRAFIE

# PHILIPS



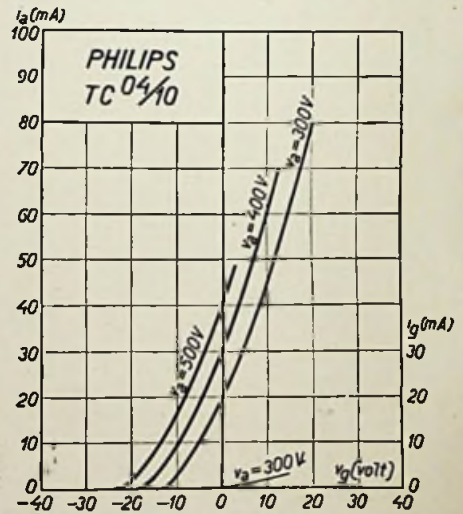
# ZENDLAMP

## TC 04/10

Philips zendlamp TC 04/10 is een 10-Watt zendlamp, die tot op 4 M. golflengte uitstekende resultaten kan doen bereiken. Zij bezit een bijzonder sterke gloeidraad en is daardoor zeer geschikt voor gebruik in transportabele zenders.

Prijs fl. 22,50

Gloeispanning . . . . .	$v_f = 4.0 \text{ V}$
Gloeistroom . . . . .	$i_f = \text{ca. } 1. \text{ A}$
Verzadigungsstroom . . . . .	$i_s = \text{ca. } 400 \text{ mA}$
Anodespanning . . . . .	$v_n = 200-400 \text{ V}$
Maximale anodedissipatie . . . . .	$w_a = 10 \text{ W}$
Anodedissipatie beproefd op . . . . .	$w_{at} = 20 \text{ W}$
Versterkingsfactor . . . . .	$g = \text{ca. } 25$
Steilheid . . . . .	$S = \text{ca. } 2 \text{ mA/V}$
Inwendige weerstand . . . . .	$R_i = \text{ca. } 12500 \Omega$
Grootste diameter . . . . .	$d = 58 \text{ mm}$
Grootste lengte . . . . .	$l = 150 \text{ mm}$





# Radio-Nieuws.

ORGAAN VAN DE NED. VER.

Onder Redactie van J. CORVER,  
BURNIERSTRAAT 38,  
DEN HAAG.



VOOR RADIO-TELEGRAFIE.

Uitgever: N. VEENSTRA,  
LAAN VAN MEERDERVOORT 30,  
DEN HAAG, Tel. 32112.

Abonnementsprijs voor niet-leden f 9.— per jaargang van 12 nummers. Buitenland f 10.—  
Leden der Vereeniging (contributie f 8.— per jaar) ontvangen het maandblad gratis.  
Secretaris-Penningmeester: B. Slikkerveer, Obrechtstraat 104/6, den Haag.

INHOUD: Over de Frequentie van Kristalgeneratoren. — Electricische filters. —  
Goede spoelen. — Een verheldering van de begrippen over selectiviteit en kring-  
kwaliteit.

## Over de Frequentie van Kristalgeneratoren.

Door Ir. J. J. VORMER.

Wanneer men voor de opgave gesteld wordt een kristalgenerator te construeeren, die op een bepaalde frequentie moet werken, doen zich diverse moeilijkheden voor.

Allereerst komt de vraag naar voren op welke wijze men den generator op de juiste frequentie kan instellen en ten tweede: welke voorzorgen men moet nemen opdat de generator die eenmaal ingestelde frequentie ook behoudt.

De frequentie van een kristalgenerator hangt nl. niet alléén af van de eigenschappen van het kwartsplaatje. Wanneer men dus bv. zou bestellen een kwartskristal van een frequentie van 2000 k.p. en men kan daarbij eischen een nauwkeurigheid van 0,1 ‰, dan verlangt men iets, waaraan geen fabrikant kan voldoen. De fabrikant probeert het kristal echter ook in een generator. Men zal daarom verstandig doen bij de bestelling op te geven, in welke schakeling men het kristal denkt te gebruiken. Indien men deze voorzorg neemt, ontvangt men een kristal, dat ten naasten bij de juiste frequentie heeft; het komt er nu op aan, den generator zoo nauwkeurig mogelijk op de gewenschte frequentie af te regelen. Het is daartoe noodig te weten, welke factoren invloed uitoefenen op de frequentie van een kristalgenerator.

Op het Radio-laboratorium van de Rijkstelegraaf geschieden de eerste onderzoekingen op dit gebied aan een generator bestuurd

door een kwartskristal van de firma Loewe. De afmetingen van het kristal waren ongeveer 24. 25. 1,5 mm. De optische as liep evenwijdig aan de ribbe van 24 mm.

Volgens opgave van Loewe bedroeg de golflengte van het kristal 139.1 m.

In de eerste plaats werd onderzocht de invloed van de luchtspleet en van de grootte van de elektroden. Teneinde de luchtspleet met voldoende nauwkeurigheid te kunnen instellen, werd een kristalhouder gemaakt volgens nevenstaande tekening (fig. 1). De door-

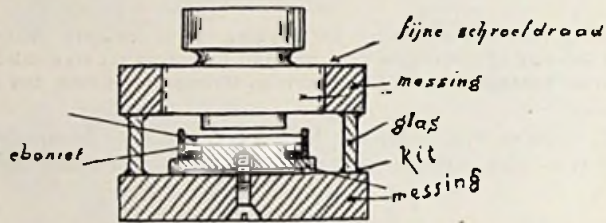


Fig. 1.

snede van de elektroden, welke uitwisselbaar zijn, bedraagt resp. 25 mm, 20 mm en 15 mm. De bovenzijde van den kristalhouder draagt een verdeeling, waarop de grootte van de luchtspleet is af te lezen. Eén graad komt overeen met  $2,5 \mu$ , zoodat een luchtspleetverandering van  $1 \mu$  nog absoluut zeker is in te stellen. De boven- en onder-electroden zijn zoo zuiver mogelijk parallel gemaakt en hoogglanzend gepolijst.

De houder met kristal werd in een zender geplaatst waarvan het schema in fig. 2 getekend is.

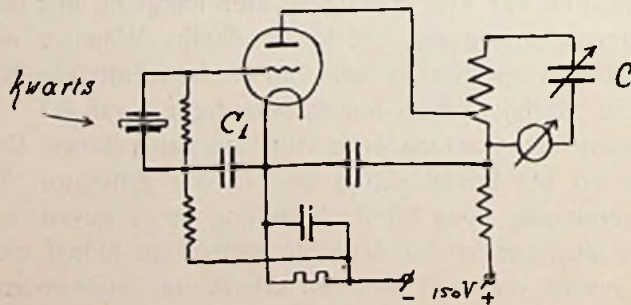


Fig. 2.

Tijdens de meting waren gloeispanning en hoogspanning constant, de instelling van den condensator C van den anodekring werd niet gewijzigd. De meting geschiedde bij kamertemperatuur. Opgenomen werden:



de stroom in den anodekring en de frequentieverandering van de generator, beide als functie van de luchtspleet.

De uitkomsten ziet men in de figuren 3, 4 en 5.

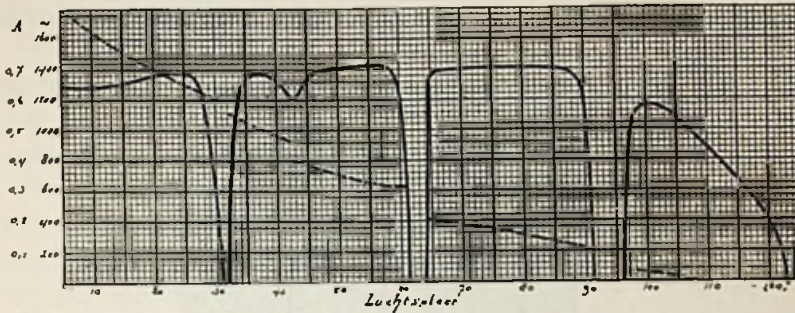


Fig. 3. Electrode diameter 25 mm. De getrokken lijn geeft den stroom in den anodekring aan, de gestippelde lijn de frequentie-verandering.

Beschouwen we eerst de krommen die den stroom in den anodekring aangeven, dan valt het op, dat voor bepaalde waarden van de luchtspleet deze stroom nul is, m.a.w. er zijn waarden voor de luchtspleet te vinden, waarbij de zender niet genereert. Uit de figuren 3 en 4 blijkt verder, dat deze punten van niet-genereren op regelmatige afstanden gelegen zijn. Die afstand is ongeveer 31,5 schaaldeel, d.w.z. dat de luchtspleet tusschen twee punten van niet-genereren met  $31,5 \cdot 2,5 = 78 \mu$  is toegenomen.

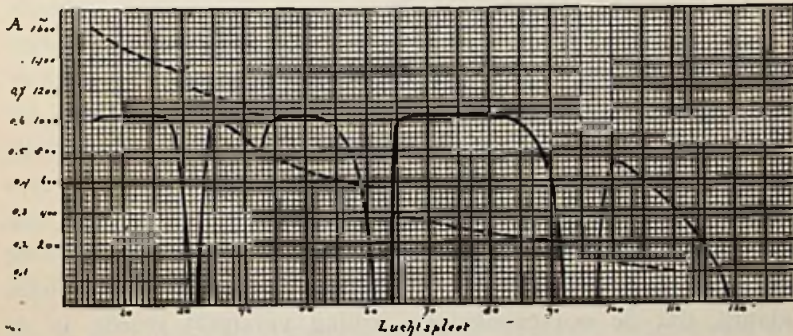


Fig. 4. Electrode diameter 20 mm.

Nu komt de opgegeven golflengte van 139,1 m overeen met een trilling waarvan de frequentie  $2.156.800 \sim$  bedraagt. Neemt men de voortplantingssnelheid van de luchtrilling aan op 333 m/sec (d.i. wat men bij lagere frequenties de voortplantingssnelheid van geluid noemt) dan vindt men voor de golflengte in lucht de waarde:

$$\lambda = v T = \frac{333.000.000}{2.156.800} = 156 \mu.$$

Het blijkt dus dat de trilling uitgedoofd wordt, telkens nadat de luchtspleet met een halve golflengte is toegenomen. De eerste uitdooving vindt plaats als de luchtspleet gelijk is aan  $\lambda/2$ .

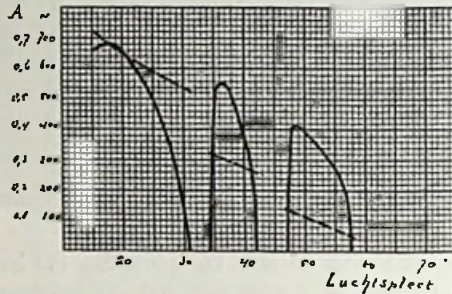


Fig. 5. Electrode diameter 15 mm.

Uit het bovenstaande volgt, dat men de luchtspleet waarschijnlijk kan beschouwen als een gesloten orgelpijp (Zie fig. 6) waarvan de lengte  $= \delta$  is. De werking is dan als volgt:

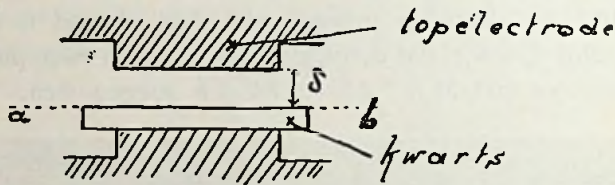


Fig. 6.

Het kristal trilt; in het vlak a—b ontstaat dan een trillingsbui. De trilling plant zich voort door de lucht, wordt door de top-electrode teruggekaatst en kan nu, afhankelijk van de grootte van  $\delta$ , de oorspronkelijke trilling ondersteunen of tegenwerken. Is de grootte van de luchtspleet  $\lambda/4$ ,  $3 \lambda/5$ ,  $5 \lambda/4$  enz., dan is de phase zoodanig, dat de oorspronkelijke trilling versterkt wordt, is de waarde evenwel  $\lambda/2$ ,  $2 \lambda/2$ ,  $3 \lambda/2$  enz. dan dooven de trillingen elkaar uit.

Indien we thans de frequentie-verandering nagaan, dan blijkt, dat bij vergroting van de luchtspleet de frequentie van den kristal-zender steeds toeneemt (de kromme geeft frequentie-verschillen). Dit toenemen van de frequentie gaat evenwel niet continu. Telkens wanneer de zender ophoudt met genereeren, d.i. dus telkens wan-



neer de luchtspleet een even aantal kwartgolflengten bedraagt, vertoont de frequentie een sprong.

De figuren 3, 4 en 5 vertoonen, noch wat betreft den stroom in den anodekring, noch wat betreft de frequentieveranderingen, wezenlijke verschillen.

Slechts valt op te merken, dat, tengevolge van den kleineren electroden-diameter — d.i. door lossere koppeling van het kristal met den zender — vooral in het laatste geval de zender eerder ophoudt met genereeren.

De onregelmatigheden welke bij een zeer kleine luchtspleet optreden, vinden waarschijnlijk hun oorzaak in het feit, dat de electroden nooit absoluut vlak zijn en dat de schroefdraad steeds een geringe speling vertoont.

De stroomkrommen hebben verder nog een onregelmatigheid bij ongeveer  $42^\circ$ , gepaard gaande met een sprong in de frequentiekromme.

De oorzaak hiervan is waarschijnlijk te zoeken in het feit, dat bij die grootte van de luchtspleet een harmonische van de z.g. dwarstrilling overeenkomt met de frequentie van het kristal<sup>1)</sup>.

De hierboven beschreven eigenaardigheden treden niet bij alle kristallen even sterk op.

Bij de vele kristallen welke wij onderzochten, waren er een aantal waarbij de kromme, die het verband tusschen den stroom in den anodekring en de grootte van de luchtspleet aangeeft, een absoluut continue lijn was, zonder eenige onderbreking of inzinking, terwijl dan ook tevens de frequentie-kromme geen sprongen vertoont. Fig. 7 geeft daarvan een beeld. In dit geval is dus blijkbaar de demping van het kristal zelf zoo gering, dat de tegenwerking

---

<sup>1)</sup> De kristallen die wij gebruiken, trillen steeds in de dikte-richting. Ieder kristal kan evenwel ook in de breedte trillen: z.g. dwarstrilling. De golflengte van die breedte-trilling is vanzelfsprekend veel grooter dan die van de dikte-trilling.

De dwarstrilling behoeft evenwel niet alléén te ontstaan wanneer het kristal in de daarmee overeenkomende lage frequentie aangestooten wordt. Evenals een snaar of een orgelpijp kan ook een kristal in een harmonische trillen.

Aangezien de diktetrilling en de dwarstrilling door het kristal zelf met elkaar gekoppeld zijn, zullen bij het optreden van de dwarstrilling koppelingverschijnselen ontstaan.

De discontinuïteit in de frequentie is als zoo'n koppelingsverschijnsel te verklaren.

Zie o.a.: Proceedings 1929, bladz. 1109, art. van Marison.

Proceedings 1929, bladz. 1123, art. van Loch.

Telefunken Zeitung, No. 53, art. van Meiszner.

van de luchtkolom niet voldoende is om bij de aanwezige terugkoppeling het genereeren te doen ophouden.

Ook de afstemming van den anodekring is van invloed op de frequentie van den generator. Om dit verband te onderzoeken, werd de condensator C uit fig. 2 veranderd, waarbij weer werden opge-

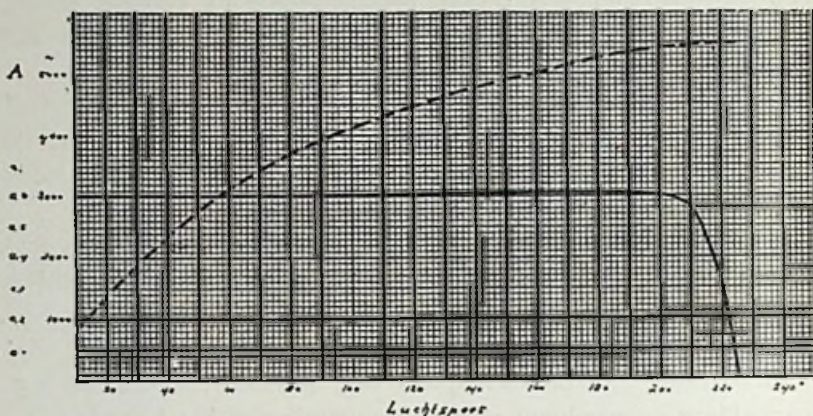


Fig. 7. Electroden diameter 20 mm.

nomen de stroom in den anodekring en de frequentie-verandering. De uitkomsten zijn voorgesteld in de figuren 8, 9 en 10. De electroden diameter was resp. 25 mm, 20 mm en 15 mm. De getallen bij iedere kromme geven de grootte van de luchtspleet in  $\mu$  aan.

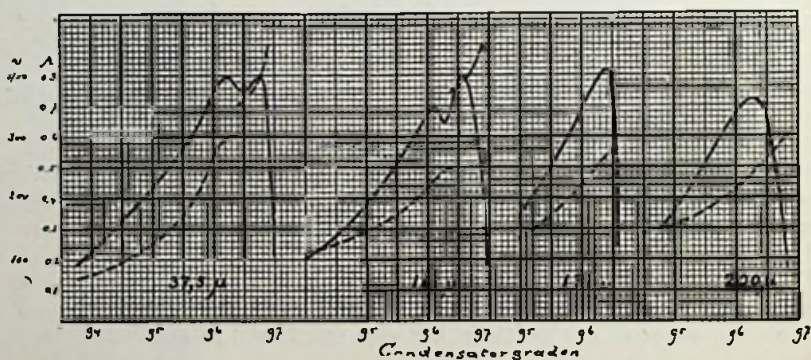


Fig. 8.

Deze luchtspleet bleef gedurende iedere opname constant.

Uit de krommen van fig. 8, 9 en 10 ziet men, dat bij grooten electroden-diameter en kleine luchtspleet onregelmatigheden optreden. De kromme, die den stroom in den anodekring aangeeft, vertoont dan twee toppen, terwijl de frequentiekromme een dis-



continuïteit heeft, een z.g. dubbele golf. Door den electroden diameter kleiner te nemen, verdwijnen deze onregelmatigheden, zooals uit fig. 10 blijkt.

Uit de figuren blijkt verder, dat de invloed van de afstemming van den anodekring op de frequentie van den generator gering is; van een geheel andere orde van grootte dan de invloed van de luchtspleet.

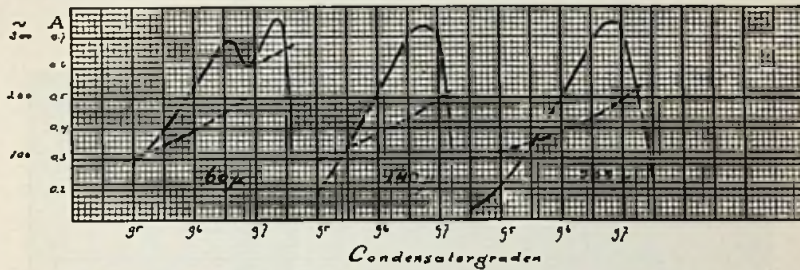


Fig. 9.

Men kan wat grootere frequentieveranderingen verkrijgen door den condensator  $C_1$  uit figuur 2 te varieeren. Men ziet de resultaten in fig. 11, waarin de stroom in den anodekring en de frequentieverandering van den generator aangegeven zijn als functie van  $C_1$ , terwijl bij deze opname de luchtspleet en de afstemming van den anodekring constant gehouden zijn. Vooral indien men werkt met een kleine luchtspleet, kan men aanzienlijke frequentieveranderingen krijgen. Het gebruik van zoo'n kleine luchtspleet is overigens niet aan te bevelen, aangezien daarbij sneller dubbelgolven optreden (zie boven).

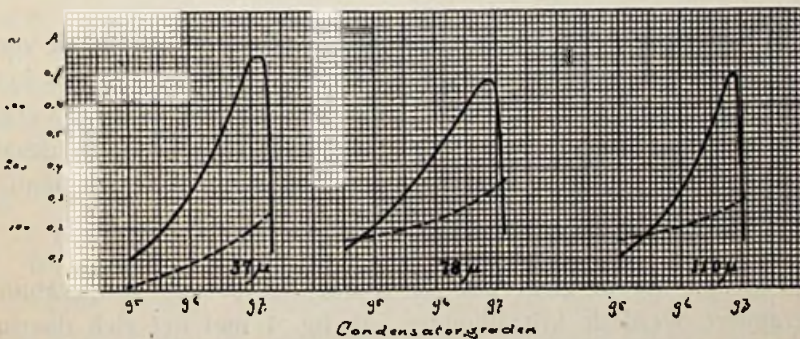


Fig. 10.

Evenwel zijn ook de in de figuren 8, 9 en 10 neergelegde uitkomsten niet voor alle kristallen dezelfde.

Sommige kristallen vertoonen twee en soms meer toppen in de stroomkrommen, ook wanneer men kleine electroden gebruikt. Het kristal is dan niet goed geslepen. Het heeft werkelijk eenige eigen frequenties, die vrij dicht opeen liggen.

Ook komt het voor, dat de afstemming van den anodekring veel invloed heeft op de frequentie van den generator; men kan dan door verandering van C de frequentie veel „vertrekken”. Bij andere kristallen wil de zender juist slechts over een uiterst klein bereik van den anodekring goed werken.

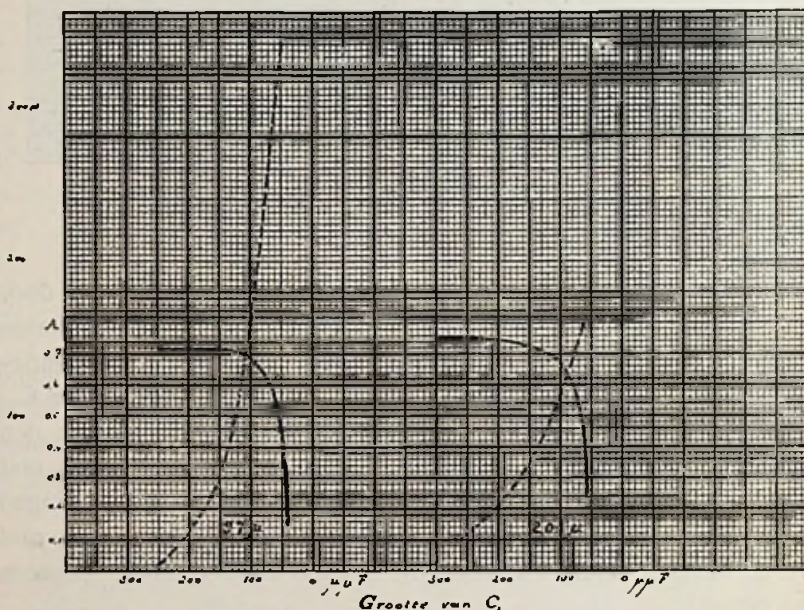


Fig. 11.

In het eerste geval zijn waarschijnlijk onder- en bovenvlak van het kristal niet precies evenwijdig. Het kristal heeft dan als het ware een oneindig aantal eigen frequenties vlak bij elkaar. (Verg. de resonantie-kromme van een smoorspoel). In het tweede geval is het kristal blijkbaar juist zeer fraai op een enkele frequentie afgeslepen.

Teneinde na te gaan hoe de frequentie met de temperatuur verandert, werd de kristalhouder van fig. 1 met het zich daarin bevindende kristal verhit. Men dient hierbij wel te bedenken dat, tengevolge van de temperatuurverandering, niet slechts de afmetingen van het kristal een wijziging ondergaan, maar dat tevens de grootte van de luchtspleet verandert. Men zou deze laatste



variatie kunnen corrigeren. Waar het doel evenwel was, de kristallen te gebruiken in houders van het type zooals voorgesteld in fig. 1, en deze houders eens en voor altijd af te regelen, leek een dergelijke correctie ongewenscht, aangezien een verandering van de afmetingen van het kristal in de praktijk dan toch steeds samen gaat met een variatie van de luchtspleet.

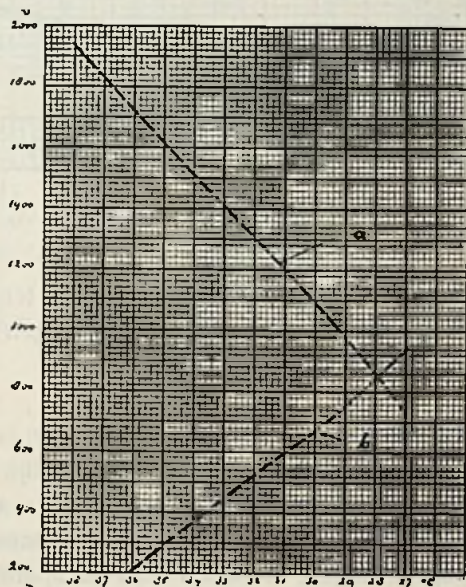


Fig. 12 a en b.

De krommen die de frequentie-variatie als functie van de temperatuur aangeven, ziet men in de fig. 12a en 12b. Bij de meeste door ons onderzochte kristallen was de temperatuurcoëfficiënt van het complex: (kristal + houder) negatief (fig. 12a) d.w.z. dat bij verhooging van de temperatuur de golflengte kleiner wordt, dus de frequentie stijgt. Aangezien de luchtspleet bij temperatuurverhoging kleiner wordt — de uitzettingscoëfficiënt van koper is veel grooter dan die van glas — is de negatieve temperatuurcoëfficiënt van het kwarts alleen, nog grooter dan die van het complex.

Bij sommige kristallen was de temperatuurcoëfficiënt van het complex (kristal + houder) positief. (zie fig. 12b), terwijl bij een enkel kristal de frequentie van den generator vrijwel onafhankelijk was van de temperatuur (zie fig. 13). Deze verschillende gedragingen hangen samen met de wijze, waarop het kwartsplaatje uit het kristal gesneden is. Men kan dit opmaken uit de dikte van het kwartsplaatje. Plaatjes met positieven temperatuurcoëfficiënt

hebben een dikte van ongeveer  $9,8 \mu$  per meter golflengte; voor plaatjes met een negatieven temperatuurcoëfficiënt is de dikte ongeveer  $6,6 \mu$  per meter golflengte.

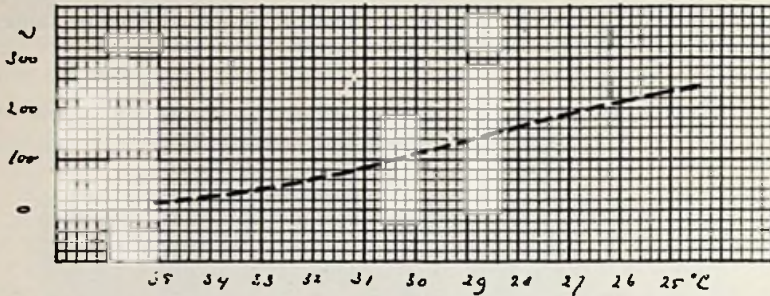


Fig. 13.

Sommige kristallen willen bij een bepaalde temperatuur niet genereeren. Ook dit schijnt weer samen te hangen met de reeds eerder genoemde dwarstrillingen.

Behalve van de hierboven besproken grootheden is de frequentie van een kristalgenerator in geringe mate afhankelijk van de gloei- en hoogspanning. Het is evenwel ongeschikt deze afhankelijkheid voor de instelling van de frequentie te benutten, immers de stroom in den anodekring verandert sterk als men de spanningen wijzigt.

Zoals uit het voorgaande volgt, kan men de instelling van de frequentie van een kristalgenerator vrijwel alleen beïnvloeden door verandering van de luchtspleet en van de temperatuur. De frequentie-variëaties tengevolge van verandering van  $C$  of  $C_1$  zijn in 't algemeen te klein.

Uit het hiervoor behandelde volgt verder dat, teneinde den generator op de ingestelde frequentie te behouden, de luchtspleet en de temperatuur zoo constant mogelijk moeten zijn, terwijl tevens de aangelegde spanningen en de afstemming van den anodekring slechts weinig mogen varieeren.

De spanningen kan men constant houden door accu's te gebruiken; meestal kan men evenwel zonder bezwaar den generator uit een sterkstroomnet voeden.

Het komt er dan dus alleen nog op aan, de temperatuur zoo constant mogelijk te houden.

Het is hiertoe noodig, gebruik te maken van een automatische temperatuur-regeling.



Van een regelinrichting welke uitstekend voldoet, moge hier de beschrijving volgen:

Als indicator wordt gebruikt een contact-thermometer d.i. een thermometer waarbij op een bepaalde plaats, b.v. bij  $40^{\circ}$  C., een dunne platina-draad in het capillair ingesmolten is. Een tweede

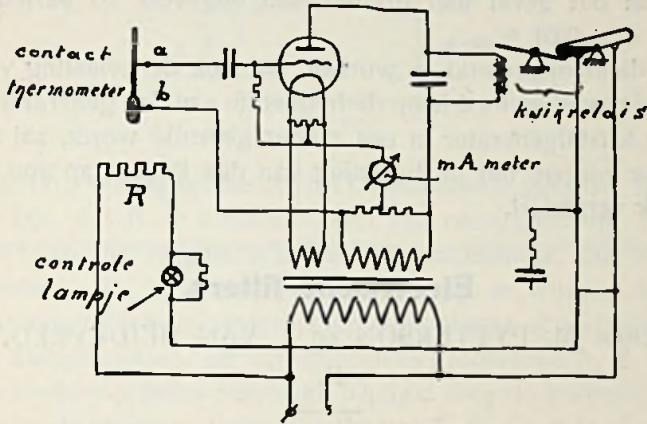


Fig. 14.

draad maakt contact met het kwik in het reservoir (zie fig. 14). De thermometer wordt geplaatst in de ruimte, waarvan men de temperatuur constant wil houden. De verwarming van die ruimte geschiedt electricch door het verwarmingselement R. Is de temperatuur van de ruimte zoover gestegen dat het kwik den platina-draad in het capillair raakt, dan vormt de dunne kwikdraad zelf een verbinding tusschen de contacten a en b.

Op dat moment moet de stroom door het verwarmingselement uitgeschakeld worden. Op welke wijze dat plaats vindt, volgt uit de figuur.

De lamp is geschakeld als een roosterdetector. Wanneer het contact in den thermometer gesloten is, komen op het rooster wisselspanningen. Tengevolge van de detectiewerking wordt het rooster dan negatief en de plaatstroom in de lamp houdt op. Het kwikrelais C, dat eerst aangetrokken was, valt terug en de stroom door R wordt onderbroken.

Daalt het kwik in den thermometer zoover, dat het contact geopend wordt, dan ontladst het rooster van de lamp zich over den lekweerstand L, de anodestroom gaat weer vloeien en het kwikrelais C wordt weer aangetrokken.

Men ziet, dat de geheele temperatuurregeling op wisselstroom werkt, zoodat de complicatie gering is.

Met den door ons gebruikten contactthermometer was het mogelijk de temperatuur van den kristalhouder tot op minder dan  $0,1^{\circ}$  C. constant te houden.

Zoals uit de bijgevoegde grafieken blijkt, is de frequentievariatie van den kristalgenerator tengevolge van de temperatuurschommelingen in dat geval niet grooter dan ongeveer 10 perioden d.i. minder dan  $0,01 \text{ ‰}$ .

Nog dient opgemerkt te worden, dat ook de belasting van den anodekring van invloed is op de frequentie van den generator. Wanneer de kristalgenerator in een zender gebruikt wordt, zal men er dus voor zorgen, dat de belasting van den kristaltrap zoo weinig mogelijk verandert.

## Electrische filters.

Door M. PYTTERSON en J. VAN HEIDEVELD.

### II.

*De vierpoolvergelijkingen.* Zooals in het eerste deel van dit artikel reeds werd gezegd, zijn filtersecties z.g. *vierpolen*. Een vierpool dan is een schakeling met twee ingangsklemmen, waarmede een energiebron wordt verbonden, en twee uitgangsklemmen, waaraan energie kan worden ontnomen. Tusschen in- en uitgangsklemmen is een schakeling van impedanties aangebracht. Is, behalve de aan de ingangsklemmen werkzame energiebron, geen andere werkzaam dan spreken we van *passieve vierpolen*. Voorbeelden van passieve vierpolen zijn b.v. de in het eerste deel van dit artikel behandelde filtersecties; transformatoren; koppelingselementen tusschen de lampen in een radiotoestel. Zijn, behalve de aan de ingangsklemmen aangesloten energiebron, in de vierpool nog andere werkzaam, dan spreken we van *actieve vierpolen*. Een mooi voorbeeld van een actieve vierpool is b.v. een trap van een versterker, bestaande uit lamp plus koppelingselementen. Nu zijn voor zulke vierpolen, onverschillig of het passieve of actieve zijn, eenige vergelijkingen af te leiden, die zeer veel gemak opleveren en waarvan wij in het vervolg bij onze bespreking over electrische filters gebruik zullen maken. Wij zullen deze vergelijkingen memoreeren, doch niet in den meest algemeenen vorm bewijzen, maar alleen aan de hand van een willekeurig voorbeeld de juistheid ervan aantonen.

In fig. 11 is een algemeene vierpool geschetst. De spanning aan de ingangsklemmen zij E, die aan de uitgangsklemmen e; de ingaande stroom I, de uitgaande stroom i. De algemeene vierpool-



vergelijkingen geven nu het verband aan tusschen  $E$ ,  $I$ ,  $e$  en  $i$ . Die vergelijkingen hebben dan den volgenden, zeer eenvoudigen vorm:

$$E = Ae + Bi$$

$$I = Ce + Di$$

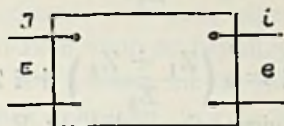


Fig. 11.

We merken hierbij op dat  $A$  en  $D$  onbenoemde getallen, factoren, moeten zijn, dat  $B$  de dimensie heeft van een impedantie en  $C$  de dimensie van het omgekeerde van een impedantie, dus van een admittantie. (Het is vrijwel overbodig erop te wijzen, dat voor wisselstroomproblemen natuurlijk de symbolische schrijfwijze moet worden aangehouden). De karakteristieke grootheden  $A$ ,  $B$ ,  $C$  en  $D$  van een vierpool worden natuurlijk bepaald door de inwendige schakeling van de vierpool. Deze grootheden  $A$ ,  $B$ ,  $C$  en  $D$  zijn echter niet onafhankelijk van elkaar, maar ze zijn nog verbonden door de volgende betrekking:

$$A \cdot D - B \cdot C = 1.$$

zoodat van de karakteristieke grootheden slechts 3 bekend behoeven te zijn om de vierde te kunnen bepalen.

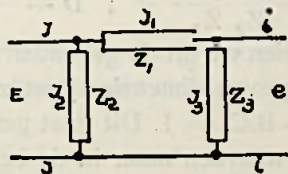


Fig. 12.

Als voorbeeld onderzoeken we de schakeling van fig. 12. Voor deze schakeling vinden we met behulp van de wetten van Kirchhoff de volgende vergelijkingen:

$$I = I_1 + I_2 \quad \dots \quad (1)$$

$$i = I_1 - I_3 \quad \dots \quad (2)$$

$$I_1 Z_1 + I_3 Z_3 - I_2 Z_2 = 0 \quad \dots \quad (3)$$

$$E = I_2 Z_2 \quad \dots \quad (4)$$

$$e = I_3 Z_3 \quad \dots \quad (5)$$

Uit (3), (4) en (5) volgt onmiddellijk:

$$I_1 Z_1 + e = E \quad \dots \quad (6)$$

Uit (2) en (5):

$$i = I_1 - \frac{e}{Z_3} \quad \text{of} \quad I_1 = i + \frac{e}{Z_3} \quad \dots \quad (7)$$

Uit (6) en (7):

$$i Z_1 + e \frac{Z_1}{Z_3} + e = E$$

of:

$$E = e \left( \frac{Z_1 + Z_3}{Z_3} \right) + i Z_1 \quad (8)$$

Vergeleken met de vierpoolvergelijking  $E = Ae + Bi$  kunnen we dus vaststellen:

$$A = \frac{Z_1 + Z_3}{Z_3}; \quad B = Z_1$$

Verder volgt uit (1), (4) en (7)

$$I = I_1 + \frac{E}{Z_2} = i + \frac{e}{Z_3} + \frac{E}{Z_2}$$

en door toepassing van (8):

$$I = i + \frac{e}{Z_3} + e \left( \frac{Z_1 + Z_3}{Z_2 Z_3} \right) + i \frac{Z_1}{Z_2}$$

of:

$$I = e \left( \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_2 Z_3} \right) + i \left( \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} \right)$$

Vergeleken met de tweede vierpoolvergelijking  $I = Ce + Di$  vinden we dus:

$$C = \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_2 Z_3}; \quad D = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2}$$

In de eerste plaats zien we uit de gevonden waarden A, B, C en D dat de zoeven aangegeven dimensies juist zijn. Rest ons nog aan te toonen, dat  $A \cdot D - B \cdot C = 1$ . Dit gaat gemakkelijk, wanneer we de zoeven gevonden waarden maar in de beide producten vereenigen en uitwerken:

$$\begin{aligned} & \frac{Z_1 + Z_3}{Z_3} \times \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} - Z_1 \times \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_2 Z_3} = \\ & = \frac{Z_1^2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3 + Z_1 Z_2 - Z_1^2 - Z_1 Z_2 - Z_1 Z_3}{Z_2 Z_3} = \\ & = \frac{Z_2 Z_3}{Z_2 Z_3} = 1 \end{aligned}$$

Het blijkt dus, dat in het gegeven eenvoudige voorbeeld de genoemde vierpoolvergelijkingen opgaan. Den lezer laten wij het over om des gewenscht een en ander voor diverse vierpoolschakelingen te onderzoeken. Voorzover mogelijk zullen wij in voorkomende gevallen de juistheid van de stellingen eveneens aantoonen.



*Toepassing van de vierpoolstellingen op de filtersecties.*

Van een vierpool zijn de karakteristieke grootheden A, B, C en D onafhankelijk van de stroom en spanningen aan de in- en uitgangsklemmen. Dit blijkt zoowel uit de definities als uit het zooeven aangehaalde voorbeeld. Van deze eigenschap kunnen we nu gemakkelijk gebruik maken voor de bepaling van deze grootheden in bepaalde gevallen. We kunnen n.l. de vierpoolvergelijkingen in veel eenvoudiger vormen schrijven door in het eerste geval aan te nemen  $i = 0$  en in het tweede geval  $e = 0$ . In het eerste geval zullen we de spanning aan de uitgangsklemmen  $e_0$  en de totaalimpedantie tusschen de ingangsklemmen  $Z_0$  noemen.

In het tweede geval zullen we den uitgaanden stroom met  $i_e$  en de totaalimpedantie tusschen de ingangsklemmen met  $Z_e$  aanduiden. Met behulp van deze aanduidingen zullen we de eigenschappen van de symmetrische T- en II-filtersecties nader onderzoeken en daaruit nog eenige belangrijke stellingen, die voor een verdere behandeling van de filters van dienst kunnen zijn, afleiden. We kunnen op deze wijze de filtersecties als op zichzelf staad beschouwen en kunnen dus afstappen van de in het eerste deel gemaakte veronderstelling, dat de sectie de eerste is van een oneindig voortlopende reeks. D.w.z. we zullen op deze stelling nog wel terug moeten komen, maar de bepaling van de karakteristieke grootheden A, B, C en D is hiervan onafhankelijk.

1o. de symmetrische T-sectie. De grootheden A, B, C en D en de impedanties  $Z_0$  en  $Z_e$  kunnen we nu dus bepalen uit de schetsjes fig. 13a en 13b.

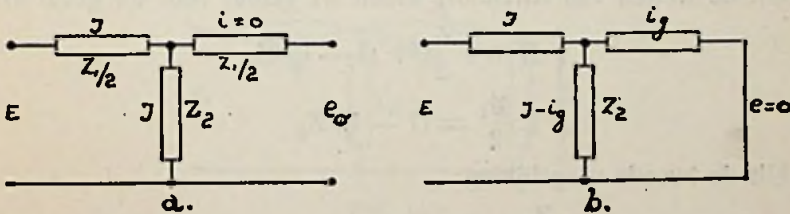


Fig. 13.

Naar fig. 13a vinden we gemakkelijk:

$$\begin{cases} I = C e_0 \\ E = A e_0 \end{cases}$$

d.z. de vierpoolvergelijkingen voor  $i = 0$ .

De impedantie  $Z_0$  tusschen de ingangsklemmen is niets anders

dan de verhouding van ingangsspanning tot ingangsstroom (beide symbolisch geschreven). Dus:

$$Z_0 = \frac{A}{C}$$

Maar ook zien we dat deze impedantie gelijk is aan een serieschakeling van  $\frac{Z_1}{2}$  en  $Z_2$ , want  $i = 0$ , dus de stroom  $I$  gaat geheel door deze serieschakeling. Dus is ook:

$$Z_0 = \frac{Z_1}{2} + Z_2.$$

Verder vinden we door toepassing van de wetten van Kirchhoff op de schakeling fig. 13a gemakkelijk:

$$\begin{cases} E = I \left( \frac{Z_1}{2} + Z_2 \right) \\ e_0 = I Z_2 \end{cases}$$

en door combinatie van deze vergelijkingen:

$$E = \frac{e_0}{Z_2} \left( \frac{Z_1}{2} + Z_2 \right)$$

$$I = \frac{e_0}{Z_2}$$

Dus:

$$A = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} \quad \text{en} \quad C = \frac{1}{Z_2}$$

Beschouwen we nu de schakeling fig. 13b dan vinden we:

$$\begin{cases} E = B i_g \\ I = D i_g \\ Z_r = \frac{B}{D} \end{cases}$$

Uit de wetten van Kirchhoff leiden we echter voor dit geval af.

$$\begin{cases} E = I \frac{Z_1}{2} + (I - i_g) Z_2 \\ i_g \frac{Z_1}{2} = (I - i_g) Z_2 \end{cases}$$

Uit de tweede vergelijking:

$$I = \frac{\frac{Z_1}{2} - Z_2}{Z_2} i_g = \left( 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} \right) i_g$$

Met gebruikmaking van dit resultaat uit de eerste vergelijking:

$$E = I \left( \frac{Z_1}{2} + Z_2 \right) - i_g Z_2 = \left( 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} \right) \left( \frac{Z_1}{2} + Z_2 \right) i_g - Z_2 i_g$$

$$E = \left\{ Z_2 + \frac{Z_1}{2} \left( \frac{Z_1 + 2 Z_2}{2 Z_2} \right) \right\} i_g$$



We vinden dus:

$$B = Z_2 + \frac{Z_1}{2} \left( \frac{Z_1 + 2 Z_2}{2 Z_2} \right) = \frac{Z_1^2 + 4 Z_1 Z_2}{4 Z_2}$$

$$D = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2}$$

$$Z_c = \frac{B}{D} = \frac{\frac{Z_1 + 4 Z_1 Z_2}{4 Z_2}}{1 + \frac{Z_1}{2 Z_2}} = \frac{Z_1^2 + 4 Z_1 Z_2}{2 Z_1 + 4 Z_2}$$

De lezer verifieere deze waarde van  $Z_c$  zelf, door te bedenken dat  $Z_c$  in dit geval bestaat uit een schakeling van  $\frac{Z_2}{2}$  in serie met een parallelschakeling van  $Z_2$  en  $\frac{Z_2}{2}$ . Bovendien kan men zich gemakkelijk overtuigen, dat ook voor deze vierpool de stelling  $AD - BC = 1$  doorgaat.

Uit de gevonden waarden blijkt ook, dat bij een symmetrische filtersectie in  $T$ -vorm de grootheden  $A$  en  $D$  aan elkaar gelijk zijn, zoodat we voor de vierpoolvergelijkingen van deze sectie kunnen schrijven:

$$\begin{cases} E = A e + B i \\ I = C e + A i \\ A^2 - B c = 1. \end{cases}$$

De karakteristieke impedantie van de  $T$ -sectie, dat is de impedantie tusschen de ingangsklemmen, wanneer de sectie de eerste is van een oneindige reeks gelijk- en gelijkvormige secties, kunnen we nu uitdrukken in  $A$ ,  $B$  en  $C$ . De karakteristieke impedantie  $Z_k$

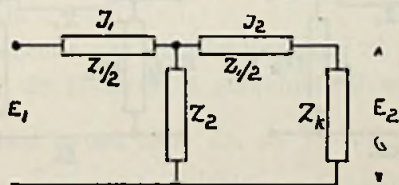


Fig. 14.

kunnen we immers (zie vorige artikel) berekenen uit het vervangingschema fig. 14. Volgens de vierpoolstelling is nu:

$$\begin{cases} E_1 = A E_2 + B I_2 \\ I_1 = C E_2 + A I_2. \end{cases}$$

Maar nu is:  $Z_k = \frac{E_2}{I_2}$ . Hieruit volgt:

$$\begin{cases} E_1 = A I_2 Z_k + B I_2 \\ I_1 = C I_2 Z_k + A I_2. \end{cases}$$

Maar ook is:  $Z_k = \frac{E_1}{I_1}$ , zoodat we vinden:

$$Z_k = \frac{A Z_k + B}{C Z_k + A}$$

of:

$$C Z_k^2 + A Z_k = A Z_k + B.$$

en:

$$Z_k^2 = \frac{B}{C}$$

We weten echter ook:

$$Z_o = \frac{A}{C}; \quad Z_r = \frac{B}{D} = \frac{B}{A}$$

Hieruit concluderen we:

$$Z_k^2 = Z_o \cdot Z_r$$

$$Z_k = \sqrt{Z_o \cdot Z_r}$$

We vinden dus voor de symmetrische  $T$ -sectie de volgende belangrijke stelling: *de karakteristieke impedantie is gelijk aan het meetkundig gemiddelde van de ingangsimpedanties, die worden gevonden door de uitgangsklemmen respectievelijk open te laten of kort te sluiten.*

2o. de symmetrische  $\Pi$ -sectie. Voor dit geval kunnen we gebruik maken van de in fig. 15a en b geschetste schema's. We leiden weer gemakkelijk af:

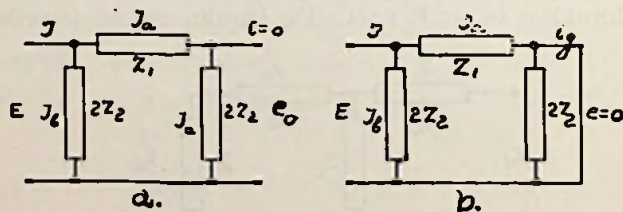


Fig. 15.

$$a) \quad E = A \cdot e_0$$

$$I = C \cdot e_0$$

$$Z_o = \frac{A}{C}$$

$$b) \quad E = B i_r$$

$$I = D i_r$$

$$Z_r = \frac{B}{D}$$

We zullen voor dit geval niet de complete afleiding van de waarden A, B, C en D bespreken, doch alleen de grondvergelijkingen en de eindresultaten aangeven.



a). Voor dit geval gelden volgens de wetten van Kirchhoff de volgende vergelijkingen:

$$\begin{cases} E = I_b \cdot 2 Z_2 \\ e_0 = I_a \cdot 2 Z_2 \\ I_a Z_1 + I_a \cdot 2 Z_2 = I_b \cdot 2 Z_2 \\ I = I_a + I_b. \end{cases}$$

Door eliminatie van  $I_a$  en  $I_b$  uit deze vergelijkingen wordt gevonden:

$$E = \left(1 + \frac{Z_1}{2 Z_2}\right) e_0 \quad \text{en} \quad I = \frac{Z_1 + 4 Z_2}{4 Z_2^2} \cdot e_0$$

Dus:

$$A = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2} \quad ; \quad C = \frac{Z_1 + 4 Z_2}{Z_2^2}$$

b) In dit geval gelden volgens de wetten van Kirchhoff de vergelijkingen:

$$\begin{cases} E = I_b \cdot 2 Z_2 \\ E = I_a Z_1 \\ I_a = i_g \\ I = I_a + I_b \end{cases}$$

Door eliminatie van  $I_a$  en  $I_b$  uit deze vergelijkingen vinden we:

$$E = Z_1 i_g \quad ; \quad I = \left(1 + \frac{Z_1}{2 Z_2}\right) i_g$$

Dus:

$$B = Z_1 \quad ; \quad D = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2}$$

Men overtuigt zich gemakkelijk, dat ook in dit geval  $AD - BC = 1$  is, en dat ook voor de symmetrische  $\Pi$ -sectie  $A = D$ , dus  $A^2 - BC = 1$  is.

Het verdere gedeelte van de afleiding voor de karakteristieke impedantie  $Z_{1x}$  van de  $\Pi$ -sectie is gelijkloidend met dat voor de  $T$ -sectie; het resultaat is ook hier:  $Z_{1x} = \frac{B}{C}$ . Wij willen er echter op wijzen dat uit de gelijkloidendheid van de uitdrukkingen voor de karakteristieke impedantie niet volgt, dat ze gelijk aan elkaar zijn. Integendeel de grootheden  $B$  en  $C$  voor de  $T$ -sectie hebben andere waarden dan die voor de  $\Pi$ -sectie.

Verder vinden we ook voor de  $\Pi$ -sectie:  $Z_{1x} = \sqrt{Z_0 \cdot Z_s}$ .

Als *algemeene stelling voor de symmetrische filtersecties* vinden we dus: *de karakteristieke impedantie van een symmetrische filtersectie is gelijk aan den wortel uit het product van de open- en kortsluitimpedanties d.w.z. van de impedanties, die worden gemeten*

tusschen de ingangsklemmen, wanneer de uitgangsklemmen van de sectie resp. open zijn of worden kortgesloten.

Bovendien is het ongetwijfeld reeds opgevallen, dat zoowel voor de *T*-sectie als voor de *II*-sectie de grootheden *A* en *D* niet alleen onderling aan elkaar gelijk zijn, maar ook gelijk voor beide secties.

En ook herkennen we  $A = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2}$  ongetwijfeld reeds als de grootheid *X* uit het eerste deel van dit artikel. Daaruit volgt onmiddellijk, dat we in de notatie voor de vierpoolvergelijkingen, voor de verhouding van ingaanden stroom tot uitgaanden van een symmetrische filtersectie, kunnen schrijven:

$$\frac{I_1}{I_2} = A + \sqrt{A^2 - 1}.$$

Eventueel gebruik makende van de stelling  $A^2 - BC = 1$ , kunnen we hiervoor ook schrijven:

$$\frac{I_1}{I_2} = A + \sqrt{BC}.$$

Dit geldt natuurlijk alleen, wanneer de sectie het begin is van een oneindig voortlopende serie.

*Meerdere gelijk- en gelijkvormige filtersecties in serie.* Wanneer twee vierpolen in serie worden geschakeld m.a.w. wanneer de ingangsklemmen van de tweede vierpool worden doorverbonden met de uitgangsklemmen van de eerste, dan vormen we als het ware een nieuwe vierpool, met als ingangsklemmen die van de eerste en als uitgangsklemmen die van de tweede. De karakteristieke grootheden van deze nieuw gevormde vierpool, die we ter onderscheiding  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  en  $\delta$  zullen noemen, zijn natuurlijk af te leiden uit de karakteristieke grootheden  $A_1, B_1, C_1$  en  $D_1$  en  $A_2, B_2, C_2$  en  $D_2$  van de gegeven vierpolen. In het algemeen zullen we deze afleiding niet maken, doch we zullen het doen voor het speciale geval, dat eenige gelijk- en gelijkvormige filtersecties in serie worden geschakeld.

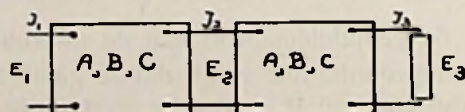


Fig. 16.

In fig. 16 is schetsmatig aangegeven de serie schakeling van twee filtersecties, gekenmerkt door de grootheden *A*, *B* en *C*, en het begin uitmakende van een oneindig voortlopende reeks, of (wat natuurlijk gelijkwaardig is) gesloten door de karakteristieke impedantie van het filter. Voor elk van de secties geldt nu:



$$\begin{aligned} E_1 &= A E_2 + B I_2 & ; & & E_2 &= A E_3 + B I_3 \\ I_1 &= C E_2 + A I_2 & ; & & I_2 &= C E_3 + A I_3. \end{aligned}$$

Hieruit leiden we onmiddellijk door eliminatie van  $E_2$  en  $I_2$  af:

$$\begin{cases} E_1 = A (A E_3 + B I_3) + B (C E_3 + A I_3) \\ I_1 = C (A E_3 + B I_3) + A (C E_3 + A I_3) \end{cases}$$

en:

$$\begin{cases} E_1 = (A^2 + B C) E_3 + 2 A B I_3 \\ I_1 = 2 A C E_3 + (A^2 + B C) I_3. \end{cases}$$

Deze laatste vergelijkingen geven ons nu onmiddellijk de grootheden  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  en  $\delta$  van de vierpool gevormd door beide filtersecties in serie. Immers hiervoor geldt:

$$\begin{cases} E_1 = \alpha E_3 + \beta I_3 \\ I_1 = \gamma E_3 + \delta I_3. \end{cases}$$

We zien dus:

$$\alpha = \delta = A^2 + B C \quad ; \quad \beta = 2 A B \quad ; \quad \gamma = 2 A C.$$

Het geheel blijkt dus weer als een symmetrische filtersectie opgevat te kunnen worden met de karakteristieke grootheden  $\alpha$ ,  $\beta$  en  $\gamma$ .

De karakteristieke impedantie  $Z_k$  is dus  $Z_k = \frac{\beta}{\gamma}$ .

Of:  $Z_k = \frac{2 A B}{2 A C} = \frac{B}{C}$ . Dat wil zeggen: door twee gelijk en gelijkvormige filtersecties in serie te schakelen, verandert de karakteristieke impedantie niet, doch blijft deze gelijk aan de karakteristieke impedantie die we voor één sectie vonden.

Zoo kunnen we voor de verhouding van den ingaanden tot den uitgaanden stroom dan ook weer schrijven:

$$\frac{I_1}{I_3} = \alpha + \sqrt{\beta \gamma}.$$

Zoo kunnen we voor de verhouding van den ingaanden tot den uitgaanden stroom dan ook weer schrijven:

$$\frac{I_1}{I_3} = (A^2 + B C) + \sqrt{2 A B \cdot 2 A C} = A^2 + B C + 2 A \sqrt{B C}.$$

of:

$$\frac{I_1}{I_3} = (A + \sqrt{B C})^2.$$

De verhouding van ingaanden tot uitgaanden stroom voor de beide secties in serie is dus gelijk aan het kwadraat van de verhouding die voor elk van de secties geldt. We zien dus, dat het frequentie-doorlaatbereik (dit wordt bepaald door  $-1 > A > +1$  en omdat  $A^2 - 1 = B C$  dus ook door  $B C$ ) gelijk is gebleven, maar dat in het verzwakkingsgebied bij gebruik van twee secties, de verzwakking het kwadraat is van die door één sectie veroorzaakt.

Op dezelfde wijze valt het gemakkelijk aan te toonen, dat bij  $n$  gelijk en gelijkvormige secties, karakteristieke impedantie en frequentie-doorlaatberiek dezelfde zijn als bij één sectie terwijl de verzwakking gelijk is aan de  $n^{\text{de}}$  macht van de verzwakking door één sectie, mits de serie van  $n$  secties een deel is van een oneindig voortlopende reeks of gesloten is door een impedantie gelijk aan de karakteristieke impedantie. Noemen we dus  $\frac{I_1}{I_2}$  de verhouding van in- en uitgaanden stroom voor één sectie, dan geldt voor  $n$  gelijk en gelijkvormige secties:

$$\frac{I_1}{I_{n+1}} = \left(\frac{I_1}{I_2}\right)^n = (A + \sqrt{BC})^n,$$

wanneer  $I_{n+1}$  voorstelt den stroom die de  $n^{\text{de}}$  sectie verlaat.

*De sluitimpedantie. Reflectie.* Tot nog toe hebben we steeds verondersteld, dat de secties deel uitmaakten van een oneindig voortlopende reeks, of dat een serieschakeling van secties gesloten werd door een impedantie gelijk aan de karakteristieke impedantie. We zullen nu het geval eens moeten onderzoeken, wanneer aan deze voorwaarde niet wordt voldaan. Twee van deze afwijkende gevallen zijn reeds terloops ter sprake gekomen n.l. bij de bespreking van de kortsluitimpedantie  $Z_r$  en de open impedantie  $Z_0$ . Wanneer een filtersectie „open” is, is de uitgaande stroom gelijk aan nul; in dat geval is dus de verzwakking voor alle frequenties oneindig groot. Is de filtersectie echt kortgesloten, dan is, zooals we hebben gevonden  $I = D i_r$  of  $I_1 = D I_2$ , de verzwakking is dus  $\frac{I_1}{I_2} = D = A$ .

Maar  $A = 1 + \frac{Z_1}{2 Z_2}$ . Bij zuiver reactieve filters — en zooals in het eerste deel reeds werdt gezegd, zullen we voorloopig alleen de conclusies trekken met verwaarloozing van weerstanden — is  $\frac{Z_1}{2 Z_2}$  steeds een reële waarde. Dus bij kortgesloten filtersecties zal ook steeds een verzwakking optreden, behalve voor die frequenties waarvoor:  $Z_1 = 0$   $Z_2 \neq 0$  of  $Z_1 \neq 0$ ,  $Z_2 = \infty$ . Uit een en ander kunnen we dus concludeeren, dat het geheel afhankelijk is van de waarde van de sluitimpedantie of een stroom van een bepaalde frequentie al of niet wordt verzwakt en hoe groot eventueel de verzwakking zal zijn.

Laten we dus de extreme gevallen van „open” en „kortgesloten” filtersectie verder buiten beschouwing, dan vinden we dus op grond van het voorgaande, dat alléén dan, wanneer het filter uit een on-



eindig groot aantal congruente secties is opgebouwd, of wordt gesloten door een impedantie gelijk aan de karakteristieke impedantie, de verzwakking uitsluitend wordt bepaald door de impedanties waaruit de filtersectie is opgebouwd. Immers bij een sluitimpedantie  $Z_s$  is de verzwakking  $\frac{Z_1}{Z_2} = A + \sqrt{A^2 - 1}$ , waarin  $A$  een kenmerkende grootheid van de filtersectie zelf is.

Sluiten we echter de filtersectie door een willekeurige impedantie, dan wordt de verzwakking niet bepaald enkel door de kenmerkende grootheden van de sectie, maar ook nog door de grootte van de sluitimpedantie,  $Z_s$ . Voor dit geval blijven natuurlijk de vierpoolvergelijkingen gelden n.l.:

$$E_1 = A E_2 + B I_2$$

$$I_2 = C E_2 + A I_2$$

Maar nu is:  $E_2 = I_2 Z_s$ , zoodat we gemakelijk vinden:

$$\frac{I_1}{I_2} = A + C Z_s$$

Bedenkende, dat de karakteristieke impedantie van de sectie gelijk is aan  $Z_k = \sqrt{\frac{B}{C}}$ , kunnen we hiervoor schrijven:

$$\frac{I_1}{I_2} = A + \frac{Z_s}{Z_k} \cdot C \sqrt{\frac{B}{C}} \text{ of:}$$

$$\frac{I_1}{I_2} = A + \frac{Z_s}{Z_k} \sqrt{B C} = A + \frac{Z_s}{Z_k} \sqrt{A^2 - 1}.$$

Wanneer  $Z_s = Z_k$  gaat deze vergelijking over in de reeds bekende, waarbij de verzwakking uitsluitend wordt bepaald door de elektrische grootheden van de filtersectie zelf.

Wanneer  $A^2 = 1$ , dus  $A = \pm 1$ , treedt er geen verzwakking op. Maar  $A = \pm 1$  gaf ons in het geval van een ideaal filter (bestaande uit een oneindig voortlopende reeks congruente secties) de grensfrequenties van het doorlaatgebied. Of in dit geval bij een filtersectie met een willekeurige sluitimpedantie  $Z_s$  ook een doorlaatbereik bestaat in dien zin, dat er tusschen de grensfrequenties, waarbij geen verzwakking optreedt, een bereik ligt met géén verzwakking, is moeilijk te overzien, omdat hierbij de verhouding  $\frac{Z_s}{Z_k}$  een belangrijke rol speelt. Deze verhouding kan n.l. afhankelijk van de frequentie ook weer reëel of imaginair zijn, een feit, waardoor het onderzoek zeer wordt bemoeilijkt. We zullen een analyse niet ondernemen, omdat we er in de praktijk toch steeds op uit zijn, de filters zoo „aan te passen” dat sluitimpedantie en karakteristieke impedantie gelijk aan elkaar zijn. Onder het „doorlaatbereik” van een willekeurig

gesloten filter verstaan we dan het bereik, waarin de verzwakking minimum is. Dit bereik wordt bepaald door de frequenties, die voldoen aan de voorwaarde  $A = \pm 1$  of  $0 > \frac{Z_s}{Z_k} > -4$ .

Buiten dit doorlaatbereik treedt een belangrijke verzwakking op, doch deze verzwakking is ook al weer niet gelijk aan de verzwakking, die een ideaal filter zou geven. Dit is ook weer afhankelijk van de verhouding  $\frac{Z_s}{Z_k}$ .

Waarom is dit afwijkende gedrag van de filtersectie met willekeurige sluitimpedantie toe te schrijven? Aan het eenvoudige feit, dat door die willekeurige impedantie een *reflectie* wordt veroorzaakt d.w.z. dat van den uitgaanden stroom  $i$ , zooals die in het ideale geval zou optreden, een deel teruggekaatst wordt, zoodat de werkelijk ontstaande uitgaande stroom een andere waarde heeft, dan die in het ideale geval. Dit verschijnsel laat zich op de volgende wijze verklaren. De uitgaande stroom en spanning hebben een bepaalde phaseverschuiving t.o.v. elkaar, bepaald door de karakteristieke impedantie. Wordt nu in het ideale geval de sectie gevolgd door een samenstel dat dezelfde karakteristieke impedantie heeft als de gepasseerde sectie, dan is er niets bijzonders aan de hand. Want de phaseverhoudingen, zooals die door de eerste sectie zijn gevormd a.h.w. komen overeen met de phaseverhoudingen, zooals door de volgende secties worden bepaald.

Anders wordt de zaak echter, wanneer er een willekeurige sluitimpedantie is. Dan zullen de phaseverhoudingen, die door deze  $Z$  worden geëischt, niet overeenkomen met die, welke in het ideale geval zouden optreden. Maar de stroom en spanning in  $Z$  moeten voldoen aan de door  $Z$  geëischte phase-verhoudingen. Het gevolg is, dat de stroom  $i$  voor het ideale geval wordt ontbonden in een component  $I_2$  die voldoet aan de phaseverhouding, bepaald door  $Z$ , en een component, die moet worden opgeheven. Deze component die moet worden tegengewerkt, geeft dan het ontstaan van een gereflecteerden stroom, die daarmede  $180^\circ$  in phase is verschoven. (Men denke b.v. bij dit terugkaatsen aan het analoge geval van reflectie van een geluidsgolf tegen een wand). De combinatie van den in het ideale geval ingaanden stroom met den teruggekaatsten stroom geeft dan den werkelijken stroom  $I_1$ . Zoodat we tot de conclusie moeten komen, dat zoowel de in- als de uitgaande stroom bij een filtersectie met willekeurige sluitimpedantie verschillen van de stroomen in het ideale geval.

De gereflecteerde stroom wordt natuurlijk bij het doorloopen van



de sectie ook weer verzwakt. In het meest algemeene geval zal die stroom niet nul zijn, wanner de sectie doorloopen is en de ingangsklemmen weer zijn bereikt. Maar daar kan de gereflecteerde stroom, opnieuw voor een deel gereflecteerd wordt n.l. wanneer de impedantie, over welke de filtersectie wordt gevoed, weer afwijkende phaseverhoudingen zou eischen, dan bij den gereflecteerden stroom zouden bestaan. De conclusies zijn gemakkelijk te trekken. Om de reflecties, zoowel aan den ingang als aan den uitgang van het filter te voorkomen, zullen we steeds de filters zoodanig bouwen, dat deze worden gevoed over en worden gesloten door impedanties gelijk aan de karakteristieke impedantie.

In een volgend artikel komen we op de kwestie van de aanpassing van filters terug. We zullen echter eerst onze aandacht wijden aan de z.g. samengestelde filters en daarbij onderzoeken op welke wijze wij filters kunnen ontwerpen die aan speciale voorwaarden voor doorlaat en verzwakking zullen moeten voldoen.

(Wordt voortgezet).

## Goede spoelen.

Door ERIK SCHAAPER.

Over de constructie en het gebruik van spoelen in ontvangtoestellen, en de daarmee verwante vraagstukken van selectiviteit, geluidssterkte en schemakeus is in den laatsten tijd weinig gepubliceerd. In het artikel van de heeren J. v. Heideveld en M. Pyttersen vinden wij echter enkele zeer interessante gegevens, welke betrekking hebben op selectiviteit van telegrafiezenders, de sterkteverhouding van draaggolf tot storende golf, terwijl wij voor telefonie te maken hebben met de verhouding van de versterking voor 5000 perioden buiten resonantie tot 9000 perioden.

Wordt de draaggolf zeer veel sterker dan de 5000 Hertz modulatie weergegeven, dan schieten wij ons doel voorbij, en kunnen wij het station beter niet hooren. Intusschen was het den heeren onmogelijk in hun bestek rekening te houden met de verschillende variaties van den spoelweerstand tot de golflengte, welke voor verschillende spoelen sterk uiteenloopt. Een spoel kan in verbinding met een condensator tot tweeërlei doeleinden gebruikt worden; het presteeren van een *maximum* weerstand voor een bepaalde golflengte en van een *minimum* weerstand. Voor maximum impedantie wordt parallelschakeling toegepast voor minimum serieschakeling.

Noemen wij de verliesweerstand in spoel en condensator

tesamen  $R$ , dan is bij parallelschakeling de weerstand  $\frac{L}{C \times R}$  (1)

bij serieschakeling is die weerstand gelijk aan  $R$  . . . . (2)

De betrekking (2) geeft een eenvoudige methode tot het meten van  $R$ ; in een kring waarin een stroom van de gewenschte meetfrequentie loopt, wordt de stroomsterkte bepaald met ingeschakelde serieketen, welke daarna vervangen wordt door een regelbaren ohmschen weerstand. Bij de instelling van dezen laatste, waarbij de stroomsterkte de oorspronkelijke waarde weer heeft, is de waarde gelijk aan den verliesweerstand van den kring.

Van vele goede condensatoren is de verliesweerstand minimaal, zoodat die geheel in het niet valt bij die van de spoel. Daarom kunnen wij een zoo gevonden waarde van  $R$  vrijwel steeds als de verliezen van de zelfinductie beschouwen, en uit (1) een formule voor de beoordeeling van de spoel-kwaliteit afleiden.

Voor een bepaalde frequentie is  $L$  omgekeerd evenredig met  $C$ , dus voor (1) kan geschreven worden  $Z (:) \frac{L^2}{R}$  . . . . (3)<sup>1)</sup>

Voor een bepaalde frequentie is dus de beste spoel eenvoudig uit te kiezen als  $R$  bekend is. Er zijn enkele fabrieken, die deze waarde bij hun algemeene gegevens verstrekken; zoo bijv. Lewcos bij zijn verwisselbare spoelen.

In de praktijk hebben wij echter zelden met de ontvangst van één golflengte te maken, maar met een geheel bereik met frequentie-verhoudingen van  $1:2\frac{1}{2}$ . Bij een bepaalde spoel blijft de zelfinductie over dit gebied vrijwel constant maar  $R$  neemt veelal sterk toe met toenemende frequentie. Van het antwoord op de vraag of  $R$  sterker, dan wel minder dan quadratisch toeneemt, hangt af, of men in een afstemkring, voorloopig alleen ter bereiking van maximale impedantie, voor de resonantiefrequentie een groote dan wel kleine zelfinductie zal kiezen.

In (3) blijft  $Z$  immers constant met kwadratisch toenemende  $R$ .

Het berekenen van den verliesweerstand van spoelen is een zeer ingewikkelde kwestie, maar nochtans te doen. In R. N. stond in het Mei No. van 1928 een bewerking van artikelen van Butterworth uit de Wireless World, waarin hierop nader ingegaan werd. Ook in het boek van Ir. J. Roorda kan men deze methode nader beschreven vinden. Bij deze berekeningen heeft men uitsluitend met aantallen windingen, draaddikte en ruimte te maken; het bleek n.l. dat de verliezen in de isolatie-materialen bij een behoorlijke con-

<sup>1)</sup> Hier wordt (:) als teeken gebruikt voor „evenredig met”.



structie minimaal waren, daarentegen de verliezen door skin-effect en wervelstroomen in den geleider de belangrijkste.

Gaat men hiernaar de verliezen in honingraatspoelen etc. eens berekenen of ook meten, dan komt men tot de ontstellende ontdekking, dat men zich heusch niet behoeft te verwonderen als  $R$  toeneemt met de 3de of 4de macht van de frequentie. Voor deze spoelen is dus het gebruik van vrij groote afstemcondensatoren zeer gerechtvaardigd.

Waar echter volgens (3) maximale impedantie het gemakkelijkst met een groote zelfinductie bereikt lijkt te worden, ligt het voor de hand te trachten spoelen met langzaam toenemende  $R$  te construeeren. Bij nader probeeren en berekenen (een systematische weg laat zich jammer genoeg niet volgen) komt vast te staan, dat dit slechts mogelijk is, binnen dat frequentie-bereik, waar de totale verliezen grootendeels nog zuiver Ohmsche verliezen zijn. Wordt de frequentie evenwel zoo hoog, dat de wervelstroom- en andere verliezen een belangrijke rol gaan spelen, dan stijgt  $R$  met zeer groote snelheid. Men kan daarom veelal zeggen, dat een spoel boven een bepaalde frequentie plotseling slecht wordt.

Alles komt er nu dus op aan, een spoel te construeeren, die binnen het bereik, waar deze gebruikt wordt, een verliesweerstand niet aanmerkelijk hooger dan den Ohmschen weerstand heeft.

Het naar boven schuiven van de grens van het domineeren der wervelstroomverliezen geschiedt uiteraard op de volgende wijze: grootere spatieering (de voordeelen hiervan schoof men tot nu toe op verminderde eigencapaciteit, die echter geen verliezen oplevert alleen het meetbereik verkleint) dunner draad, of litzedraad. Het gebruik van litzedraad is echter ook niet zonder haken of oogen; het is een klein kunstje, een spoel hiermede te wikkelen met veel grootere verliezen dan een gelijke met massief draad.

Echter zijn met litzedraad op alle golflengten, ook tusschen 1000 en 2000 meter, zooveel betere resultaten te verkrijgen, dat het zeer wel de moeite loont, hier nader onderzoek over te doen. De voor de hand liggende weg om een goede spoel te construeeren is: den vorm uit te zoeken, welke bij minimale draadlengte maximale zelfinductie oplevert, omdat wij niet ver boven den Ohmschen weerstand mogen komen, de Ohmsche weerstand dus ondanks het dunne draad zoo laag mogelijk moet blijven. Dan voor verschillende draaddikten en afmetingen de weerstanden te bepalen, en daar de gunstigste uit te zoeken. Of, men neemt de afmeting in verband met het toestel als vaststaand aan, maakt spoelen met verschillende draaddikten en zelfinducties. Bij litzedraad dient men in plaats van

alleen de draaddikte, ook het aantal geleiders nog te bepalen. Op deze wijze worden spoelen met topprestaties vervaardigd op vrij eenvoudige wijze. De constructie wordt echter alles behalve eenvoudig, zoowel voor massa-productie als amateurgebruik.

Daar de wervelstroomen sterk toenemen met toenemend spoelveld, maar de Ohmsche weerstand afneemt met grootere draaddikte, zou men kunnen probeeren de grootere veldsterkte door het dichter op elkaar komen te liggen der draden (waarbij ook de zelfinductie toeneemt) te compenseeren door opwekking van een tegenveld. Dit laatste bijv. door plaatsing in een afschermdoos. Inderdaad worden de allerbeste spoelen gemaakt in een volmaakte afscherming, minstens één millimeter rood koper; beter door omgelegde litze-spoelen. De winst door vergroote draaddikte kan onder zeer bepaalde omstandigheden de verliezen in afscherming en wervelstroomen en zelfs extra windingen ter zelfinductie-compensatie verre overtreffen. Omstreeks twee jaar geleden stond ook in W. W. een klein artikeltje over spoel-constructie, waarbij de schrijver reeds tot zijn groote verbazing opmerkte, dat bij een bepaalde spoel de weerstand in de afscherming verminderde en zelfs de impedantie toenam; ook hier werden litze-spoelen met te dikke aders gebruikt, waarbij de kwalitatieve voordeelen der afscherming het spoedigst voor den dag komen.

Het zou te ver voeren op dergelijke constructies hier verder in te gaan, te meer waar ik niet verwachten kan, dat velen er den tijd voor over zullen hebben, zulke spoelen te vervaardigen. Waar de in een spoel heerschende veldsterkte, en de zelfinductie, zeer verwante grootheden zijn, spoelen met den gunstigsten vorm wat draadlengte betreft echter vrij sterk gespatieerd moeten zijn, waardoor de draadlengte toeneemt, komt men er toe, aan dezen vorm weer minder waarde te hechten, en op de gis eens iets anders te probeeren, het systematische onderzoek voor de verschillende draaddikten aanhoudend.

Schijfspoelen, uit ruimte-oogpunt preferabel, geven geen garantie voor groote onderlinge gelijkheid, vooral niet bij wikkelen uit de hand, en waar wij al de plotselinge grens voor onbruikbaarheid noemden, kan die spoedig, door te vast wikkelen midden in het bereik komen.

Eenvoudig, en gemakkelijk gelijk te maken, zijn wel cylinder spoelen. Neemt hiervoor een lengte ongeveer gelijk aan den diameter (een 40 % afwijking is niet eens van zooveel belang), dan is ook de zelfinductie in vergelijking met de draadlengte nog behoorlijk. Daarenboven kunnen wij, zooals uiteengezet, met minder



spatie toe, en winnen dus weer op den Ohmschen weerstand.

Inderdaad bleken mij ook voor amateurgebruik cilindrspoelen van  $7\frac{1}{2}$  cm. diameter zeer gunstig. Met éénlaagwikkeling van 60 windingen ongespatieerd, haalt men met een  $250 \mu \mu$  F. condensator heel aardig het kortegolf-bereik. De zelfinductie was bij een proef  $250 \mu$  H.

Verschillende draadsoorten onderzoekend, bleek een kerndikte boven 0.08 mm. niet toelaatbaar, daarentegen 27 aderig litze geen bezwaar; de weerstand was op 500 meter ongeveer gelijk aan den Ohmschen, n.l. 1.9 Ohm, waarvan 1.6 Ohm zuiver Ohmsche weerstand. Op 300 meter golflengte liep de weerstand iets op, tot 3 Ohm, en zelfs steeg de blokkeeringsweerstand nog tot 225 m. Op driehonderd meter was, naar ik genoteerd heb, deze impedantie hooger dan één megohm, bij 550 meter nog 500.000 Ohm. Men zou in de verleiding komen hier nog grootere zelfinductie toe te passen, en zodoende de impedantie nog op te voeren; hieraan is alleen het bezwaar verbonden, dat het meetbereik naar beneden iets beperkt wordt. Met  $250 \mu \mu$  F. is het echter nog geheel te bestrijken.

Voor lange golf zou men theoretisch dikker draad kunnen gebruiken; gaat men hier echter bankwikkeling toepassen (zie Corver) dan wordt de veldsterkte grooter, zoodat voor dit bereik vrij nauwkeurig de zelfde draadsoort de gunstigste blijft.

Bij gelijke condensatoren kan men de golflengte als evenredig met het aantal windingen aannemen; men zal dus voor een 1000 tot 2000 meter vier lagen van 60 windingen wikkelen. Ook hier blijft men dicht bij den Ohmschen weerstand, alhoewel niet zoo dicht als op korte golf. Gelukkig maar, men rekene de impedantie maar eens na. Het is bij deze spoelen overigens niet zoozeer de moeilijkheid van het maken, maar wel van het toepassen; schema Koomans wordt een nachtmerrie, als men het één keer heeft hooren genereeren. Maar daarover verderop meer.

Voor ultra korte golven kan men de algemeene constructie-gegevens ook zeer goed aanhouden, afmetingen ongeveer 60 mm. lengte en 75 mm. diameter, waaruit volgt, dat het foutief is om spoelen met minder windingen smaller te maken, zooals veelal gebeurt. Immers moet met hogere frequentie meer gespatieerd worden, hetgeen gebeurt als men een kleiner aantal windingen op de zelfde ruimte onder brengt.

Kan men de beschikking krijgen over draad met dunnere aders, dan is dat voor golven beneden 100 meter wel aan te bevelen. Als litze neme men geëmailleerde aders, door zijde omspinning

bij elkaar gehouden, o.a. verkrijgbaar van Lewcos fabrikaat. Voor het soldeeren, waarover men Corver en Numans na kan lezen, wordt door deze firma ook een vloeistof in den handel gebracht, men kan er ook alcohol of spiritus voor gebruiken.

Persoonlijk soldeerde ik door eerst het litze warm te maken, snel in de alcohol dompelen, waardoor het emaille er af springt, dan den kop even af te knippen om volkomen blanke einden te verkrijgen, het litze dan eerst in een vingerhoed gesmolten hars te dompelen en daarna in een dito met soldeer.

Na het wikkelen der spoel kan men den bakelieten, ebonieten of radion koker met wikkeling in gesmolten paraffine dompelen (vooral gele, chemisch zuivere paraffine) om de spoel steeds vochtvrij te houden.

Voor commercieele doeleinden zijn deze spoelafmetingen te groot; bovendien moeten spoelen als deze afgeschermd zijn, als ze in handen van leeken bruikbaar willen zijn, waardoor de afmetingen weer toenemen.

Met spoelen als bovenbeschreven krijgt men omtrent de constructie van het hoogfrequent gedeelte van een ontvanger, een heel ander inzicht dan onder normale omstandigheden, hetgeen duidelijk is, als men zich realiseert, dat de bereikte parallelkring-impedanties ongeveer het tienvoudige van die van gewone spoelen bedragen. Primo geven deze spoelen een prijsverlaging van het toestel, want, alhoewel ze iets duurder zijn, sparen ze toch ook door hun grootere geluidsterkte wel een paar onderdeelen uit.

Allereerst construeerde ik een gewonen 3 lamper 1—V—1, bruikbaar voor rooster en plaatdetectie, maar zonder terugkoppeling. Door een zorgvuldige constructie werd ook van genereeroneiging geen last ondervonden, alhoewel de plaatspanning op de lampen maximaal was. Centraal-batterij-voeding was natuurlijk een eerste vereischte; zowel het schermrooster als de batterij-zijde der spoel werd via een weerstand en condensator naar kathode gevoerd, zonder overbodige draadlengten; een betrekkelijk groote telefoon-condensator, in staniool gepakte hoogfrequent- en detectorlamp, electrostatische afscherming en loodrecht op elkaar geplaatste spoelen zijn ook voorwaarden voor een goede werking.

Een hoogfrequent smoerspoel vóór den laagfrequentversterker behoeft wel niet gememoreerd te worden. Die is onmisbaar.

Het was met dit toestel wel moeilijk om een korte golfstation te vinden, maar midden in zomer 1929 kreeg ik overdag Langenberg en Daventry Exp. toch zoo, dat de B 405 er niet van terug had. Bovendien kon tusschen deze twee stations nog best een derde,



daarvoor lagen ze ver genoeg van elkaar. Het zoeken deed ik toen, door met de capacatieve koppeling van mijn hand tusschen detector en rooster secundaire spoel het genereeren in te leiden. Achter de E 415 detector was nog smoorspoelkoppeling toegepast, omdat ik de onderdeelen toevallig bij de hand had; de geluidsterkte kon dus nog aanmerkelijk opgevoerd worden.

Met plaatdetectie was het luisteren naar muziek geen onverdeeld' genoeg door de te scherpe afstemming, maar aangezien de ontvanger zeer provisorisch gebouwd was, lag dat grootendeels aan de niet geheel overwonnen genereernejing.

Alhoewel de selectiviteit ongekend hoog was, heb ik nog nagegaan, of een andere verhouding van zelfinductie en capaciteit nog een verhooging gaf; in Radio-Expres betoogde de Heer Corver, op grond van praktische ervaringen, dat dit het geval moest zijn. Voor de ultra verliesvrije spoelen bleek dat echter niet meer op te gaan, terwijl de geluidskwaliteit zeer verminderde.

Er schijnt bij groote condensatoren en kleine zelfinducties een minder scherp verloopende piek op te treden, welke echter haast geen afplatting aan den kop heeft, in tegenstelling met een afstemkring met relatief hooge zelfinductie.

Mathematisch is dit ook vrij eenvoudig na te gaan.

Eenknops afstemming is tegenwoordig eisch. De cilinderspoulen leenen zich uitstekend voor constructie op groote onderlinge gelijkheid, en zijn ze nog niet volmaakt, dan kan men ze volgens het peridyne principe nader corrigeeren. Reeds vroeger betoogde ik, dat de logarithmische condensatoren feitelijk voor Europa niet geschikt zijn, en alleen voor Amerikaansche omstandigheden, waar men met één golfbereik te maken heeft. Immers als men met deze condensatoren één spoelstel corrigeert, dan is het andere hopeloos foutief afgeregeld. Ook geven de logarithmische condensatoren aan het begin van de schaal, tenminste bij een toestel met niet te groote eigencapaciteit, nog een aanmerkelijk grovere regeling dan aan het eind.

Theoretisch, en bij een goed toestel ook praktisch juist, zijn alleen de frequentielineaire condensatoren; door deze ten opzichte van elkaar te verstellen, houdt men, althans over één band, een gelijk verschil tusschen de verschillende afstemmingen. Eigenlijk dient men met den golflengteschakelaar tegelijk de verstemming van de condensatoren te bedienen. Ter aanpassing aan de qualiteit van verschillende zenders, en voor het scheppen der mogelijkheid van uitzeying van interferentie-tonen zou een regelbare bandbreedte wel verkieselijk zijn, welke dus weer gesuperponeerd dient te

worden op de verstelling, door den golf lengteschakelaar uitgevoerd. Men dient er acht op te slaan dat de verstelling van (eenvoudigheidshalve) het vaste stel der condensatorplaten, symetrisch ten opzichte van den regelknop geschiedt, anders wordt de afstemming een zeer ingewikkelde procedure.

Om eenigszins te kunnen nagaan wat men op deze wijze bereikt, dienen de verschillende afstemketens onder volmaakt gelijke omstandigheden toegepast te worden, dat wil dus zeggen: geen antennekring, maar bijv. twee keer Koomans en plaatdetectie. De afwezigheid van een antennekring (weerstandkoppeling met parallel een smoorspoel) geeft de mogelijkheid tot een ideaal vervormingsvrije volumeregeling; bij de groote versterking welke er op volgt, kan bovendien het inputvoltage zoo gereduceerd worden, dat voor modulatie-effecten geen vrees behoeft te bestaan.

Het toepassen van een afzonderlijk filter vóór den ontvanger is altijd een hobby van mij geweest, omdat de selectiviteit daardoor sterk bevorderd wordt, zonder benadeeling der geluidskwaliteit. Het is echter waarschijnlijk dat de nabijheid van den Hilversumschen zender (had de radiokwestie nu maar tenminste dat voordeel gehad dat deze naar Kootwijk verhuisd was) daartoe sterk inspireerde. Bij een zeer kleine antenne neme men een serie-resonantie-filter parallel aan het toestel, bij een groote antenne een parallel resonantieketen in serie met de antenne. Het gebruik van zeer goede spoelen in zoo een filter levert wel eens het vrrassende effect, dat de lage modulaties van den stoorzender wel uitgezeefd worden, de hooge daarentegen minder.

De schemakwestie zal men met deze spoelen uit een geheel nieuw oogpunt bekijken. Ik voor mij beschouw tegenwoordig zoowat alle schema's als aanpassings-schakelingen tusschen lampweerstand en spelimpedantie, waarbij er een aantal functioneeren als transformators met een variabele verhouding.

Bij deze aanpassing tracht men maximale energie in de afstemketen te verkrijgen, en daarom de weerstandwaarde tot ongeveer gelijke grootte als den lampweerstand te transformeeren. De kringweerstand was echter vrijwel steeds onbekend, door den niet te berekenen invloed van aanwezige terugkoppeling. Neemt men echter de meetwaarde aan, dan moet men omlaag transformeeren, bij handelsspoelen tenminste, waarbij men echter niet bedacht, dat de verliezen in de primaire zijde van den transformator ook in den afstemkring ondergebracht werden, de kwaliteit daarvan dus verminderde; en het mooiste was wel, dat men het rooster van de volgende lamp, inplaats van aan de primaire zijde, waar door de transformatiever-



houding de hoogste spanningen moesten heerschen, aan den resonantiekring aansloot. Misschien kwam men hiertoe door praktische beproeving, die dan ook voor dezen keer weer eens bewees, dass alle Theorie grau ist.

Bij de hier boven beschreven spoelconstructie is de minimum impedantie bekend, als ongeveer gelijk aan die van de h.f. lamp, transformatie is dus in elk geval foutief. Wel kan men naar de roosterzijde nog transformeeren, legt daartoe bijv. een spoel met dubbel aantal windingen en 9 aders 0.08 mm om de afstemspoel en verbindt die met het rooster van de volgende lamp. Onnoodige capaciteiten moeten voorkomen worden, aangezien iedere secundaire belasting zich als verlies in den afstemkring vertoont, en bovendien het meetbereik nog eens verkleint.

De belangrijkste factor, waar wij echter nog zoo weinig over weten, is: wat is de invloed van de dempingsreductie? Als het werkelijk niets anders is, dan een verminderen der verliezen, dan deed de slechtste spoel het even goed als een goede wat n.b. in de laboratoria van enkele groote fabrieken alleen op deze overweging ook geloofd wordt. Wie van de leden van de N. V. V. R., die er meer van weet, publiceert er eens iets over?

Hilversum, October 1930.

## Een verheldering van de begrippen over selectiviteit en kringkwaliteit.

### II.

Door J. CORVER.

#### De selectiviteit in practische schakelingen.

##### 1. De afgestemde plaatkring.

Wij kunnen omtrent de selectieve werking van afgestemde kringen verder inzicht verkrijgen, wanneer wij de zaak nog van een anderen kant beschouwen.

Daartoe moeten we niet enkel den in het vorige artikel afgeleiden selectiviteitsfactor in het oog vatten, die de *verhouding tusschen de stroomen* in en buiten afstemming aangeeft *als gelijke spanningen*, aangelegd worden, maar dienen we den toestand eener practisch gebruikt wordende schakeling tot uitgangspunt te nemen.

Beschouwen we eerst het meest eenvoudige geval van een afgestenden plaatkring als koppeling tusschen twee lampen (fig. 1), dan interesseeren ons de *stroomen* in den L C-kring eigenlijk niet,

doch enkel de spanningen, welke de kring aan het volgende rooster overdraagt. Die spanningen hangen af van den blokkeeringsweerstand van den kring voor verschillende frequenties.

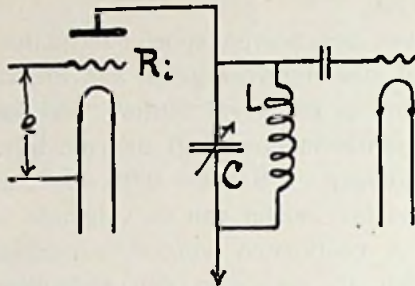


Fig. 1

Voor de resonantiefrequentie  $f$  is die blokkeeringsweerstand, zooals bekend, gelijk aan  $\frac{L}{C R}$ . De afleiding van dien vorm vindt men o.a. in Deel II van Het Draadloos Amateurstation.

Daar vindt men ook een afleiding voor den blokkeeringsweerstand buiten afstemming. En wanneer we de uitdrukking daarvoor schrijven op overeenkomstige wijze als in het vorig artikel, komt er:

$$\frac{L}{C} \sqrt{\frac{1}{R^2 + \left[ 2 \pi \left( 1 + \frac{p}{100} \right) f L - \frac{1}{2 \pi \left( 1 + \frac{p}{100} \right) f C} \right]^2}}$$

Dit kunnen we analoog aan den vroeger behandelde vorm, en weer  $\frac{p}{100} f = n$  (verstemmingsfrequentie) stellende, vereenvoudigen tot:

$$\frac{L}{C} \sqrt{\frac{1}{R^2 + \left( \frac{4 \pi n L}{1 + \frac{n}{f}} \right)^2}} \dots \dots \dots (A_1)$$

en onder gelijke vooropstellingen als in het vorig artikel tot:

$$\frac{1}{4 \pi n C} \dots \dots \dots (B_1)$$

Berekenen we de *verhouding* tusschen  $\frac{L}{C R}$  en den blokkeeringsweerstand ( $B_1$ ) buiten afstemming weer, dan vinden we onzen vroegeren selectiviteitsfactor  $S$  terug. Maar daarom is het ons nu niet te doen. Wel mag even worden opgemerkt, dat de blokkeeringsweerstand van een kring *buiten* afstemming (voor de omroepgolven voor verstemmingen grooter dan 5000 Hertz) practisch onafhan-



kelijk blijkt te zijn van weerstand, demping en golflengte. Of men een *kring met kleine of groote demping* heeft is *onverschillig voor de spanning, welke deze kring van een signaal buiten afstemming opneemt*, zoolang de condensatorstand dezelfde is en de weerstand niet overmatig groot.

Gaan we nu eerst na, wat in de schakeling met den afgestemden plaatkring het gevolg wordt van het tot dusver berekende, dan weten we, dat een spanning  $e$  op het eerste rooster aanleiding geeft tot een spanning  $g e$  in den plaatkring ( $g =$  versterkingsfactor der lamp) welke zich verdeelt over de  $R_1$  van de lamp en den blokkeeringsweerstand van den kring. Zoodat voor de resonantiefrequentie een spanning  $E_1$  wordt overgedragen:

$$E_1 = g e \frac{\frac{L}{C R}}{R_1 + \frac{L}{C R}}$$

en voor een  $n$  Hertz daarvan verschillende frequentie, waar  $R_1$  en  $\frac{1}{4 \pi n C}$  vectorisch opgeteld moeten worden:

$$E_2 = g e \frac{\frac{1}{4 \pi n C}}{\sqrt{R_1^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}}$$

Het is de verhouding tusschen deze twee spanningen  $E_1$  en  $E_2$ , die ons een uitdrukking geeft voor de met de *schakeling* practisch bereikt wordende selectiviteit:

$$\begin{aligned} S_p &= \frac{4 \pi n L}{R} \cdot \frac{\sqrt{R_1^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}}{R_1 + \frac{L}{C R}} \dots \dots (C) \\ &= S \frac{\sqrt{R_1^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}}{R_1 + \frac{L}{C R}} \end{aligned}$$

Men moet in het oog houden, dat dit alleen opgaat voor waarden, waarbij  $4 \pi n L$  minstens  $2 \times$  grooter is dan  $R$ , zoodat  $\frac{1}{4 \pi n C}$  even zooveel malen kleiner is dan  $\frac{L}{C R}$ . Derhalve is dan ook

$$\sqrt{R_1^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2} \text{ altijd kleiner dan } R_1 + \frac{L}{C R}.$$

Uit de gevonden uitdrukking volgt daarom, dat de selectiviteit van de besproken schakeling altijd kleiner wordt dan de factor  $S$  aangeeft en alleen daartoe nadert *als de  $R_1$  van de lamp zéér groot* is tegenover  $\frac{L}{C R}$  (het bekende geval van hooge selectiviteit met lampen van grooten inwendigen weerstand). De versterking wordt dan evenwel gering (zie hierboven  $E_1$ ).

Voor een geheel dempingsloozen kring, waarvoor  $R = 0$ , vindt men — als deze kring achter een lamp is geschakeld — *niet* een oneindig groote  $S_p$ , maar volgens (C):

$$S_p = \frac{4 \pi n L \sqrt{R_1^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}}{R R_1 + \frac{L}{C}}$$

waarin  $R R_1 = 0$ , zoodat

$$S_p = \sqrt{(4 \pi n C R_1)^2 + 1} \dots \dots \dots (D)$$

hetgeen dus een eindige waarde is, afhankelijk van de  $R_1$  der voorafgaande lamp en van de afstemcapaciteit. Dit is zelfs volstrekt niet altijd een zeer hooge waarde, behalve als  $R_1$  werkelijk heel hoog is (schermroosterlampen).

Heeft  $R_1$  een bepaalde waarde, dan zien we hier het merkwaardige geval van *een selectiviteit, die uitsluitend wordt beheerscht door  $C$*  en die n.l. grooter is bij groote  $C$ , totaal onafhankelijk van de frequentie (golflengte).

Met andere woorden: als we dempingslooze kringen konden maken, zou de selectiviteit voor een bepaalde verstemmingsfrequentie, over elk meetgebied, dat met een bepaalden afstemcondensator wordt bestreken, op precies dezelfde wijze verlopen.

Alleen moeten we weer bedenken, dat dit slechts geldt (krachtens de toegepaste benaderingen) als  $\frac{n}{f}$  klein is ten opzichte van 1. Het geldt daardoor voor alle golflengten beneden 2000 meter. Voor langere golven is het niet meer geheel waar.

De vroegere redeneering van Ir. Leistra blijkt dus op te gaan voor de praktische selectiviteit in de schakeling met afgestemden plaatkring als die kring geheel weerstandloos is, derhalve bij benadering ook voor kringen met zéér kleine  $R$ .

Wij zullen later nog trachten na te gaan hoe dit wordt voor kringen, welke kunstmatig door terugkoppeling dempingsloos zijn gemaakt.

Het feit, dat voor geheel dempingslooze kringen binnen een zelfde meetgebied, enkel door de verkleining van  $C$  de praktische selecti-



viteit voor kortere golven afneemt, staat in tegenstelling met hetgeen wij vonden voor den in ons eerste artikel geheel op zichzelf beschouwden kring.

Verder moet worden opgemerkt dat in gevallen, waarin de inwendige lampweerstand  $R_i$  klein is ten opzichte van  $\frac{1}{4 \pi n C}$  de selectiviteit zelfs bij toepassing van een volmaakt dempingsloozen kring kan naderen tot de waarde 1, d.w.z. dat alle selectiviteit kan verloren gaan, zelfs al was de  $S$  van den kring oneindig groot.

## II. De hoogfrequenttransformator.

Gaan wij de verhoudingen na bij toepassing van het schema van figuur 2, dan volgen die uit de gewone berekeningen omtrent den

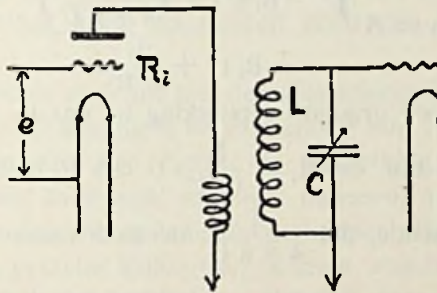


Fig. 2

hoogfrequenttransformator met afgestemde secundaire en transformatieverhouding  $t$ . Daarbij ligt in den plaatkring niet de volle blokkeeringsweerstand van den afgestemden kring, maar de getransformeerde weerstand  $\frac{L}{C R} : t^2$ . De hoogfrequentspanning  $g e$  in den plaatkring verdeelt zich over de  $R_i$  van de lamp en den getransformeerden blokkeeringsweerstand, zoodat de spanning aan dien laatste bedraagt voor de resonantiefrequentie:

$$\frac{\frac{L}{C R} : t^2}{R_i + \frac{L}{C R} : t^2} g e$$

Deze spanning wordt tot  $t$  maal dit bedrag getransformeerd, hetgeen dan wordt:

$$E^1_1 = g t \frac{\frac{L}{C R}}{R_i t^2 + \frac{L}{C R}} e$$

De spanning buiten afstemming, waar de blokkeeringsweerstand  $\frac{1}{4 \pi n C}$  geldt, is dan:

$$E_2 = g t \frac{1}{\sqrt{(R_1 t^2)^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}} e$$

De practisch terechtkomende selectiviteit van de schakeling wordt:

$$S_p = \frac{E_1}{E_2} = \frac{4 \pi n L}{R} \frac{\sqrt{(R_1 t^2)^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}}{R_1 t^2 + \frac{L}{C R}}$$

$$S_p = S \frac{\sqrt{(R_1 t^2)^2 + \left(\frac{1}{4 \pi n C}\right)^2}}{R_1 t^2 + \frac{L}{C R}} \dots \dots \dots (E)$$

Voorwaarde voor grootste versterking is, dat in- en uitwendige weerstand gelijk zijn, dus  $R_1 = \frac{L}{C R} : t^2$  dus  $R_1 t^2 = \frac{L}{C R}$ . Bovendien er aan denkende, dat  $\frac{1}{4 \pi n C}$  steeds S malen kleiner is dan  $\frac{L}{C R}$ , krijgen we voor grootste versterking met transformator een maximale selectiviteit, die bij benadering wordt bepaald door

$$S_p = \frac{1}{2} S \dots \dots \dots (E_1)$$

Hier komt dus de helft van den selectiviteitsfactor terecht in het geval van maximale versterking. Men kan de waarde tot S laten naderen door de transformatieverhouding t te vergrooten, waarbij de versterking evenwel snel afneemt.

In verband met hetgeen over den invloed van terugkoppeling valt op te merken, willen we ook hier nog even nagaan wat de uitdrukkingen ons zeggen over de gevolgen van volledige dempingloosheid (als die bereikbaar ware).

Wij vinden dan als practische selectiviteit der schakeling van een kring, waarvoor  $R = 0$  is, door een t maal kleinere primaire gekoppeld met een lamp met inw. weerstand  $R_1$  op analoge wijze als boven:

$$S_p = \sqrt{(4 \pi n C R_1 t^2)^2 + 1}$$

Dit is een waarde, die door vergrooting van de transformatieverhouding t onbepert verhoogd zou kunnen worden, terwijl tevens de versterking eindeloos zou blijven toenemen, ware het niet, dat bij zeer groote waarden van t de koppeling tusschen primaire en



secundaire van den transformator niet langer als 1 mag worden aangenomen, hetgeen stilzwijgend als conditie is ondersteld in de berekening over den hoogfrequenttransformator. Zelfs hier komt dus aan de praktische selectiviteit een grens, al is een bepaalde waarde daarvoor niet aan te geven. Wel is het zeker, dat die grens des te eerder wordt bereikt naar mate  $R_1$  kleiner is, omdat  $t$  dan spoediger te groot moet worden.

*Heeft de selectiviteitsfactor  $S$  redelijken zin?*

Wij vinden als voorloopige conclusie het inzicht, dat de praktische selectiviteit, bereikbaar met een kring, welke door een lamp wordt voorafgegaan, altijd kleiner is dan de selectiviteitsfactor van den op zichzelf beschouwd kring aangeeft.

Toch is dit geen reden om te zeggen, dat men van een selectiviteit van een bepaalden kring op zichzelf heelemaal niet zou kunnen spreken.

Het is er evenzoo mede als met den versterkingsfactor eener lamp; in een bepaalde schakeling is de versterking nog van andere dingen afhankelijk dan van dien factor; de versterkingsfactor der lamp alléén zegt niets; toch moet men niet beweren, dat die *factor* nog van iets anders dan van de lampeigenschappen afhankelijk zou zijn.

De versterkingsfactor behoort bij de lamp, zooals de selectiviteitsfactor bij een kring behoort.

*(Wordt vervolgd).*

---

## Openbaar gemaakte Octrooiaanvragen op het gebied der Hoogfrequentietechniek.

---

**No. 40059 Ned.** Aanvraag ingediend 14 Februari 1928, openbaar gemaakt 15 Sept. 1930. Voorrang van 21 Feb. 1927 af (Frankrijk).

N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

*Electrische ontladingsbuis met kathode, rooster en anode, en waarin een condensator is opgenomen.*

*Conclusie:* Electrische ontladingsbuis met kathode, rooster en anode, waarin een condensator is opgenomen, waarvan één bekleedsel met den roosterstroomgeleider is verbonden of door dezen laatsten wordt gevormd en het andere bekleedsel met een, buiten de ontladingsbuis uitstekend contact is verbonden, met het kenmerk, dat de capaciteit van den condensator geheel of nagenoeg geheel overeenkomt met die welke bestaat tusschen den rooster en de anode.

2 blz. beschrijving, 1 conclusie, 4 fig.

**No. 38684 Ned.** Aanvraag ingediend 24 October 1927, openbaar gemaakt 15 September 1930, voorrang van 26 October 1926 af (Duitschland).

Dr. Siegmund Loewe, Berlijn.

*Werkwijze en inrichting voor het verstuiven van magnesium in vacuumbuizen.*

Bij het vacueeren van versterkerbuizen is het gebruikelijk, ter verkrijging van een hoog vacuum, magnesium of een dergelijk materiaal te verstuiven, waardoor de nog in de buis aanwezige gasresten gebonden zullen worden. Bij de hier bedoelde octrooi-aanvraag verdampt het magnesium op het meest gunstige oogenblik, ná het gloeien der systeemdeelen.

*Conclusie:* Werkwijze voor het verstuiven van magnesium in vacuumbuizen ter verkrijging van een hoog vacuum, met het kenmerk, dat het te verstuiven stuk magnesium beweegbaar in de buis wordt aangebracht en eerst na het ontgassen van de systeemdeelen in een zoodanigen stand ten opzichte van de gloeiende systeemdeelen wordt gebracht, dat het voldoende wordt verwarmd om te verstuiven.

2 blz. beschrijving, 3 conclusies, 1 fig.

**No. 38028 Ned.** Aanvraag ingediend 22 Augustus 1927, openbaar gemaakt 15 October 1930, voorrang van 20 September 1926 af (Duitschland).

*Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, m.b.H. Berlijn.*

Schakeling voor afzonderlijk bekrachtigde buiszendes, waarbij de anodetrillingskring van den hoofdzender ter beperking van de terugwerking van den hoofdzender op den stuurzender, op een harmonische van den stuurzender afgestemd is.

*Conclusie:* Schakeling voor afzonderlijk bekrachtigde buiszendes, waarbij de anodetrillingskring van den hoofdzender ter beperking van de terugwerking van den hoofdzender op den stuurzender op een harmonische van den stuurzender afgestemd is, met het kenmerk, dat de anode en kathode van den hoofdzender direct doorverbonden zijn over een keten, bestaande uit een spoel en een condensator in serieschakeling, die tezamen een kortsluiting voor de grondfrequentie vormen, welke keten deel uitmaakt van den op de harmonische afgestemden trillingskring.

1 pag. beschrijving, 1 conclusie, 1 figuur.



# GECO LAMPEN

De lampen, die ook **INDERDAAD** datgene presteeren, wat men, op grond van de karakteristieken, ervan mag verwachten!

**De Heer CORVER schreef in Radio-Expres:**

... „Wat dat betreft, zou er veel voor te zeggen zijn als algemeen de methode werd toegepast van den fabrikant der **GECO-lampen**, die niet de uiterste waarden opgeeft maar gemeten waarden bij een veel lagere anodespanning dan de maximale en bij nul roosterspanning. Maxima zou men alleen oscillographisch kunnen bepalen wilde men niet reeds bij de meting de lamp bederven.

Opgaven als die der **GECO-lampen** daarentegen kan men zelf nameten; en dan blijken ze ook te kloppen!”

**VRAAGT UITVOERIGE PROSPECTUS MET KARAKTERISTIEKEN BIJ:**



**N. V. Algemeene Radio  
Import Maatschappij**

Nassau-Ouwerkerkstraat 3

**DEN HAAG.**

Uitgaaf van **N. VEENSTRA** te 's-Gravenhage:

Het **TWEEDE DEEL (ACHTSTE DRUK)** van

## Het Draadloos Amateurstation

DOOR **J. CORVER.**

Prijs: in geïll. omslag **f 2.50** — Geb. **f 3.50**



De levering geschiedt door bemiddeling van den boekhandel of na inzending van het bedrag plus 20 cents voor porto door den

Uitgever **N. Veenstra** te 's-Gravenhage

# VARTA

GLOEI- EN PLATSTROOM-ACCU'S

VOOR

ONTVANG- EN ZEND-INSTALLATIES

HET MERK!



Mic. f 14.00

Fa. Ch. VELTHUISEN

OUDE MOLSTRAAT 18 - DEN HAAG

Telefoon 16228 en 16227 - Giro 28376



120 V. f 1.25  
220 V. f 1.25



Emaïlle } draad  
Katoen }  
Nickeline }  
Zilver }

Hiervan geen prijscouranten!



## RADIO

— TOESTELLEN

— LUIDSPREKERS

— LAMPEN

De oudste ervaring — De modernste constructie

### TELEFUNKEN

vert. door Siemens & Halske A. G.

### DEN HAAG

Huygenepark 38-39