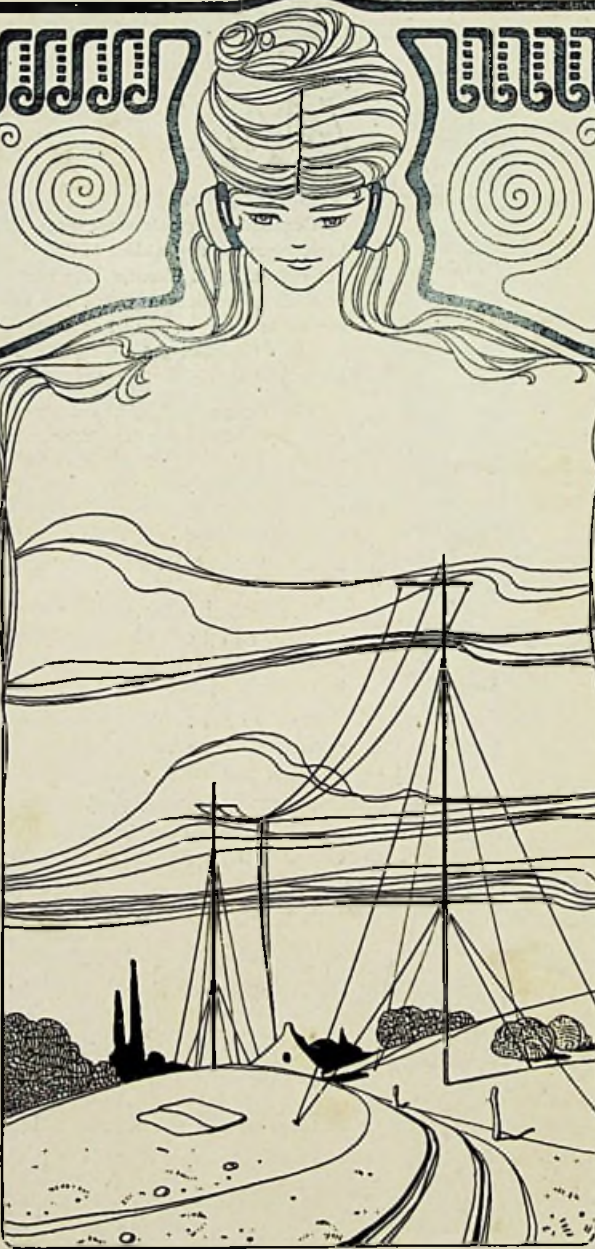


RADIO-NIEUWS



ORGAAN van de
NED. VER. voor RADIOTELEGRAFIE.

AMATEURS!

Ongeacht de groote vorderingen der laatste jaren, staan wij nog midden in de ontwikkeling der radio-techniek. Wanneer later eenmaal haar geschiedenis geschreven wordt, dan zal daarbij aan het licht komen, hoeveel de amateurs er toe bijgedragen hebben, dat de Radio een cultuurfactor van de allereerste grootte geworden is.

Iust de omstandigheid, dat de zendende amateur gedwongen is met eenvoudige hulpmiddelen te werken, geeft het kortegolf-experiment zijn bijzondere bekoring. De zendende amateur is een moderne Columbus van den aether; hij is een pionier, wiens trots het is met geringe middelen iets werkelijk grootsch te bereiken.

Nu binnenkort zendvergunningen zullen worden uitgereikt, zal het ook voor meer Nederlandsche amateurs mogelijk zijn, deel te nemen aan het internationale amateur-kortegolf-verkeer.

De door hen te behalen resultaten zullen echter voor een groot deel afhangen van de gebruikte zendlampen!

PHILIPS zendlampen genieten een wereld-reputatie. Een geheele serie lampen werd ontworpen speciaal voor het gebruik in amateur-zenders.

Op aanvraag worden
gaarne alle gewenschte
inlichtingen verstrekt.



PHILIPS RADIO

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 / 9.— per jaargang van 12 nummers. Buitenland / 10.—
Leden der Vereeniging (contributie / 8.— per jaar) ontvangen het maandblad gratis.
Secretaris-Penningsmeester: B. Silkkerveer, Obrechtstraat 104/6, den Haag.

INHOUD: De Interferentie-toongenerator. — Ontkoppeling in verband met gif-
en bromvrijheid. — Storingen in de omroepontvangst door nabijgelegen, sterke
zendstations. — Electriche filters. — Openbaar gemaakte octrooiaanvragen.

De interferentie-toongenerator.

Door Prof. ir. C. L. v. d. BILT en ir. L. H. M. HUYDTS.

(Vervolg van pag. 325.)

De harmonischen der gegenereerde wisselspanningen.

Door de automatische roosterstroombegrenzing en door het klein houden van de wisselspanningen van de twee hoogfrequentgeneratoren, wordt het optreden van hogere harmonischen en het daardoor ontstaan van bijtonen in den toongenerator, zeer begrensd.

De spanning der hoogfrequentgeneratoren kan echter niet zeer laag gehouden worden, daar dit aanleiding zou worden tot een behoefte aan al te groote versterking van de toonfrequentie om tot een behoorlijke eindspanning te komen.

Verder is, zooals nader zal worden aangetoond, voor goede detectie noodig, dat voor de aan de detectorlamp toegevoerde wisselspanningen eene verhouding van ongeveer een op twintig of meer gekozen wordt. Bedenkt men nog dat deze grootere slingeringen in verband met de begrenzende roosterstromen sterk naar het benedendeel van de anodestroomkarakteristiek verschoven zijn, dus op het gebogen gedeelte, dan is te begrijpen dat harmonischen moeilijk vermeden kunnen worden.

Het effect van hogere harmonischen, die op deze wijze ontstaan, kan op eenvoudige wijze door een tusschenkring ontgaan worden. (Kring III in fig. 1).

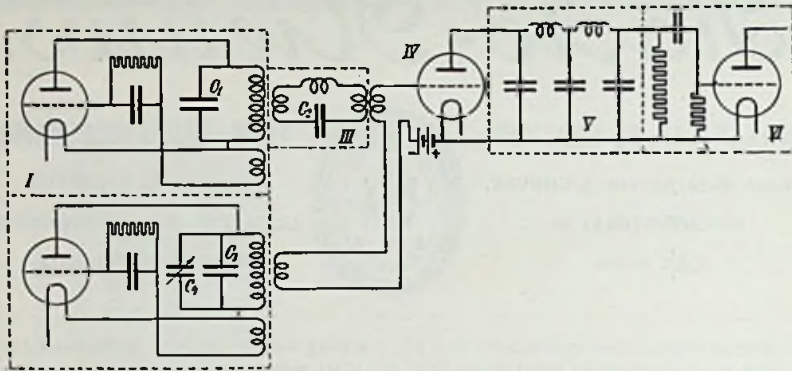


Fig. 1

Heeft deze tusschenkring eene geringe damping en wordt tevens voor zeer losse koppeling met den generator gezorgd, dan worden hierdoor de harmonischen van dien generator voldoende uitgezeefd.

Een tusschenkring bij één der generatoren is voldoende. Heeft n.l. één der twee hoogfrequente trillingen geen harmonischen, dan treden er geen laagfrequente extra interferentietonen op.

Synchroniseeringsneiging der twee hoogfrequent generatoren.

Bij zeer geringe verschillen in de frequenties der twee generatoren kan de neiging tot onderlinge synchroniseering (meetrokken) zeer hinderlijk worden.

Daar verondersteld wordt, dat een goede toongenerator een toon van 15 Hertz nog gaaf moet kunnen produceeren, is het noodzakelijk, dat alle koppelingen, die tot energiewisseling tusschen de hoogfrequente slingerkringen aanleiding geven, zorgvuldig vermeden worden.

Afzonderlijke elektrische afscherming van de slingerkringen en den tusschenkring is een eerste vereischte.

De roosterketen van de detectorlamp, waarop de spanningen der twee interfereerende frequenties worden overgebracht, moet een zeer hooge impedantie hebben. Parasitaire capaciteiten dienen zoo laag mogelijk gehouden en roosterströmen vermeden te worden.

Dit laatste is een der redenen, waarom roosterdetectie ongewenscht is en anodedetectie de voorkeur verdient.

Statische terugwerking via de spoelen in de roosterketen kan opgeheven worden door tusschen deze en de kringspoelen gearde rasters aan te brengen.

Verder is het gewenscht om de generatorkringen zoo los mogelijk met den gemeenschappelijken detectorkring te koppelen; dit wordt

echter beperkt door de hiervoor benodigde hoogere spanningen der generatoren.

Bij zorgvuldige constructie is het mogelijk om eene frequentie van 10 Hertz te verkrijgen, zonder eenige vervorming door synchroniseeringsneiging.

Er zij tenslotte nog gewezen op de mogelijkheid om volledige ontkoppeling der generatoren te verkrijgen door de spanningen aan de detectorketen toe te voeren onder tusschenschakeling van trioden.

Ofschoon hierdoor ook de gegenereerde spanningen zeer laag kunnen blijven, is de gecompliceerde schakeling wel een bezwaar.

De sinusvormigheid van den generatortoon.

Voor vele metingen met den toongenerator is in hooge mate de zuivere sinusvorm van de geleverde spanning een hoofdeisch.

Het gebruik van lampvoltmeters vereischt vaak bij onderzoekingen, dat afwijkingen van den sinusvorm geringer dan $\frac{1}{2}$ procent blijven.

Wij zullen vooreerst nagaan, welke de vorm is van de *omhullende kromme* van de topwaarde van de geïnterfereerde golf, die ontstaat door het samenvoegen van twee trillingen.

De geïnterfereerde golf wordt voorgesteld door de som van twee sinusfuncties.

$$e = e_1 + e_2 = E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t \dots (7)$$

Wil men deze functie als eene gemoduleerde trilling zien, dan blijkt dat vergelijking (7) na omvorming te herleiden is tot ¹¹⁾:

$$e = A \cos (\omega_1 t - \varphi) \dots (8)$$

In deze formule is:

$$A = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos (\omega_1 - \omega_2) t}$$

φ wordt bepaald door:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_2 \sin (\omega_1 - \omega_2) t}{E_1 + E_2 \cos (\omega_1 - \omega_2) t}$$

$\omega_1 - \omega_2$ bepaalt de toonfrequentie. In het onderhavige geval is $\omega_1 - \omega_2$ klein ten opzichte van ω_1 of ω_2 . Bij nader nagaan kan men inzien, dat, alhoewel φ geen contante grootte is, de invloed in functie (8) verwaarloosbaar gering is.

De modulatie van de hoogfrequente trillingen wordt door den term A bepaald.

Daar de cosinus van de toonfrequentie in een wortelvorm voorkomt kunnen de afwijkingen der modulatie van den sinusvorm zeer aanzienlijk zijn, als E_1 en E_2 ongeveer van gelijke grootte worden.

Ook wanneer de amplitude E_1 van de gemoduleerde spanning velen malen die van de moduleerende spanning E_2 bedraagt, is de procentueele afwijking van den sinusvorm grooter dan veelal verwacht wordt.

Bepaalt men om dit na te gaan de gemiddelde waarde van de amplitude, dan zal men na eenige bewerking hiervoor vinden:

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \sqrt{2 E_1 E_2} \frac{2 \sqrt{2}}{k} \mathcal{E} \left(k, \frac{\pi}{2} \right)$$

In deze formule is $k = \frac{2 \sqrt{E_1 E_2}}{E_1 + E_2}$ en verder is $\mathcal{E} \left(k, \frac{\pi}{2} \right)$ eene elliptische functie, die bepaald wordt door k en door de grenzen 0 en $\frac{\pi}{2}$.

Rekent men aan de hand van de „Funktionentafeln” van Jahnke und Emde de waarden van A_0 uit en wel voor E_2 telkens = 1 en E_1 achtereenvolgens = 1, 5, 10 en 20 dan vindt men voor deze waarden respectievelijk:

A_0
1,274
5,0517
10,0235
20,0134

Aan de hand van fig. 7 ziet men, dat dus ten opzichte van de gemiddelde waarden A_0 de toppen van de twee helften p en q van de omhullende der geïnterefererde golf, onderlinge verschillen opleveren van $2 \times 27,4$, $2 \times 5,17$, $2 \times 2,35$ en $2 \times 1,34$ %.

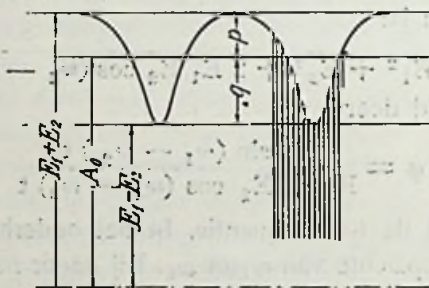


Fig. 7. Omhullende van twee interfereerende trillingen.
 $e = e_1 + e_2 = E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t$.

Daar nauwkeurige sinusvorm van de toonfrequentie doel is, kan bij de gevolgde wijze van moduleeren derhalve *geen lineaire* detectie toegepast worden.

Onderzoekt men diverse detectiewijzen, dan blijkt kwadratische

detectie van de gemoduleerde golf van vergelijking (8) zuiveren sinusvorm van den generatortoon op te leveren.

Om reeds genoemde reden (het vermijden van roosterstromen) en tevens om zoo goed mogelijk constante gedetecteerde spanning te verkrijgen voor alle frequenties, verdient detectie in de anodeketen de voorkeur.

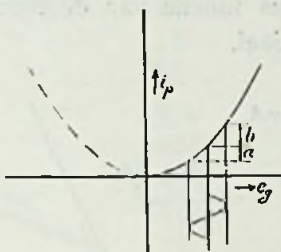


Fig. 8. Detectie op parabolische kromme.

Nemen wij voor de anodestroom-karakteristiek een parabolisch verloop aan (fig. 8) dan wordt de plaatstroom:

$$I_p = f(E_r) = \alpha E_r^2.$$

Bij roosterspanning E_r en roosterswisselspanning e_r wordt de plaatstroom:

$$I_p + \Delta i_p = f(E_r + e_r).$$

Bij voldoende kleine e_r hierop reeks ontwikkeling toegepast geeft:

$$I_p + \Delta i_p = f(E_r) + f'(E_r) \frac{1}{1!} e_r + f''(E_r) \frac{1}{2!} e_r^2 + \dots$$

Voor $I_p = \alpha E_r^2$ zijn $f'''(E_r)$ en hogere afgeleiden nul.

Toename van den gemiddelden plaatstroom vindt men door de gemiddelde waarden van de twee laatste termen te bepalen.

$e_r = A \cos(\omega t - \varphi)$ is eene (laagfrequent gemoduleerde) sinusvormige spanning; de gemiddelde waarde van e_r is derhalve gelijk nul, terwijl de gemiddelde waarde van e_r^2 gelijk wordt aan $\frac{1}{2} A^2$.

De gedetecteerde stroom wordt dus:

$$i_a = \alpha A^2$$

$$i_a = \alpha \{E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos(\omega_1 - \omega_2) t\}$$

De gedetecteerde stroom heeft dus een gelijkstroomcomponent $\alpha (E_1^2 + E_2^2)$ en verder een wisselstroomcomponent van de toonfrequentie $\omega_1 - \omega_2$, die zuiver sinusvormig is van de grootte $2 \alpha E_1 E_2 \cos(\omega_1 - \omega_2) t$.

In de keuze van de grootte van E_1 en E_2 wordt men praktisch beperkt door het feit, dat op de anodestroomkarakteristiek slechts voor relatief kleine deelen een parabolisch verloop te vinden is; de

hoogere afgeleiden van de anodestroomkarakteristiek spelen namelijk eene niet verwaarloosbare rol.

De eisch van *nauwkeurigen* sinusvorm van de toonfrequentie is eene verdere beperking die het noodzakelijk maakt om aan de hand van metingen de in te stellen grootheden nader vast te leggen.

Ter orientering is in fig. 9 voor anodedetectie de gelijkgerichte plaatstroom uitgezet als functie van de roosterwisselspanning bij bepaalde roosterpotentiaal.

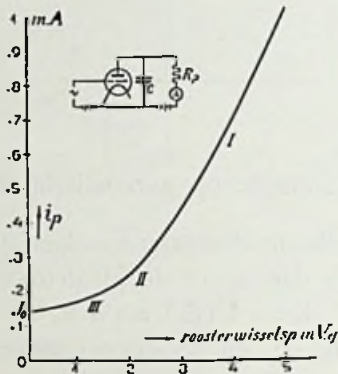


Fig. 9. Gelijkrichteffect bij verschillende waarden van de opgedrukte wisselspanning. Detectorlamp Philips E 415, anodespanning 150 Volt, rooster-spanning = - 12 Volt. $R_p = 20,000 \Omega$, $C = 4 \mu F$, 50 perioden.

Op deel I is de steilheid voor modulatiespanningen 0.3 m.A. per Volt; 1 Volt eff. modulatie geeft een gedetecteerde spanning van $\frac{0.3}{1000} \times 20,000 = 6$ Volt effectief.

In deel I is er vrijwel lineaire detectie voor niet te groote modulatie van de wisselspanning; in de deelen II en III krijgt de detectie een meer kwadratisch effect.

In deel I is in verband met de uitgerekenende waarden voor de afwijkingen van den sinusvorm geen aangepaste detectie te verkrijgen.

Juiste aanpassing is nader nagegaan aan de hand van eene serie onderzoeken aan meerdere detectorlampen waarvan enkele typische resultaten in de figuren 10 en 11 zijn weergegeven.

Onderzocht werd de grootte van de gedetecteerde spanning bij verschillende verhoudingen van de aangelegde roosterpotentiaal e_1 en e_2 .

Voor eene bepaalde waarde van e_1 en e_2 werd telkens de functie

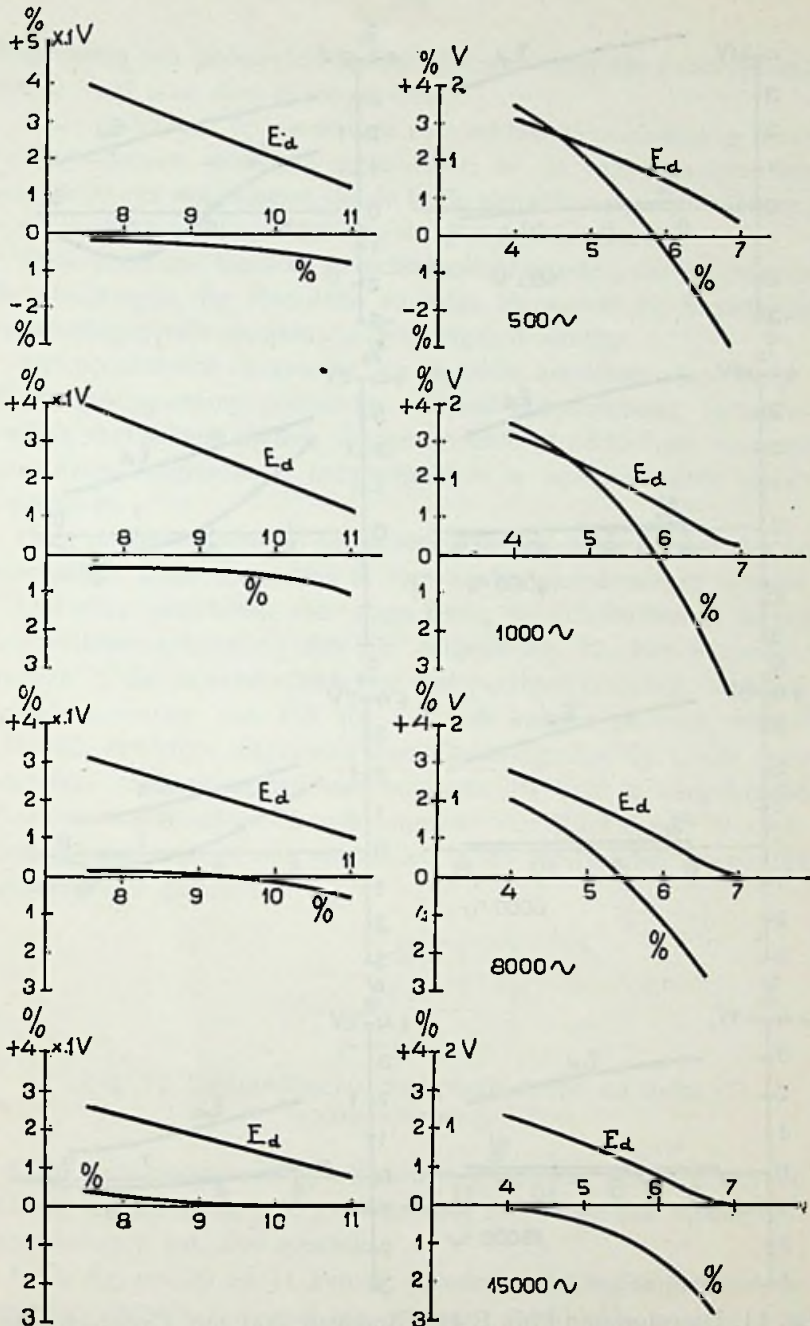


Fig. 10. Detectorlamp Phil. A 415. Anodesp. 100 volt. Gedetecteerde spann. en % afwijking van den sinusvorm als functie van de negat. roosterspanning voor diverse frequenties. Linker grafieken: Gemoduleerde spanning $e_1 = 5$ volt eff. Modul. spanning $e_2 = 0,1$ volt eff. Rechter grafieken: Gemoduleerde spanning $e_1 = 1,5$ volt eff. Modul. spanning $e_2 = 0,5$ volt eff.

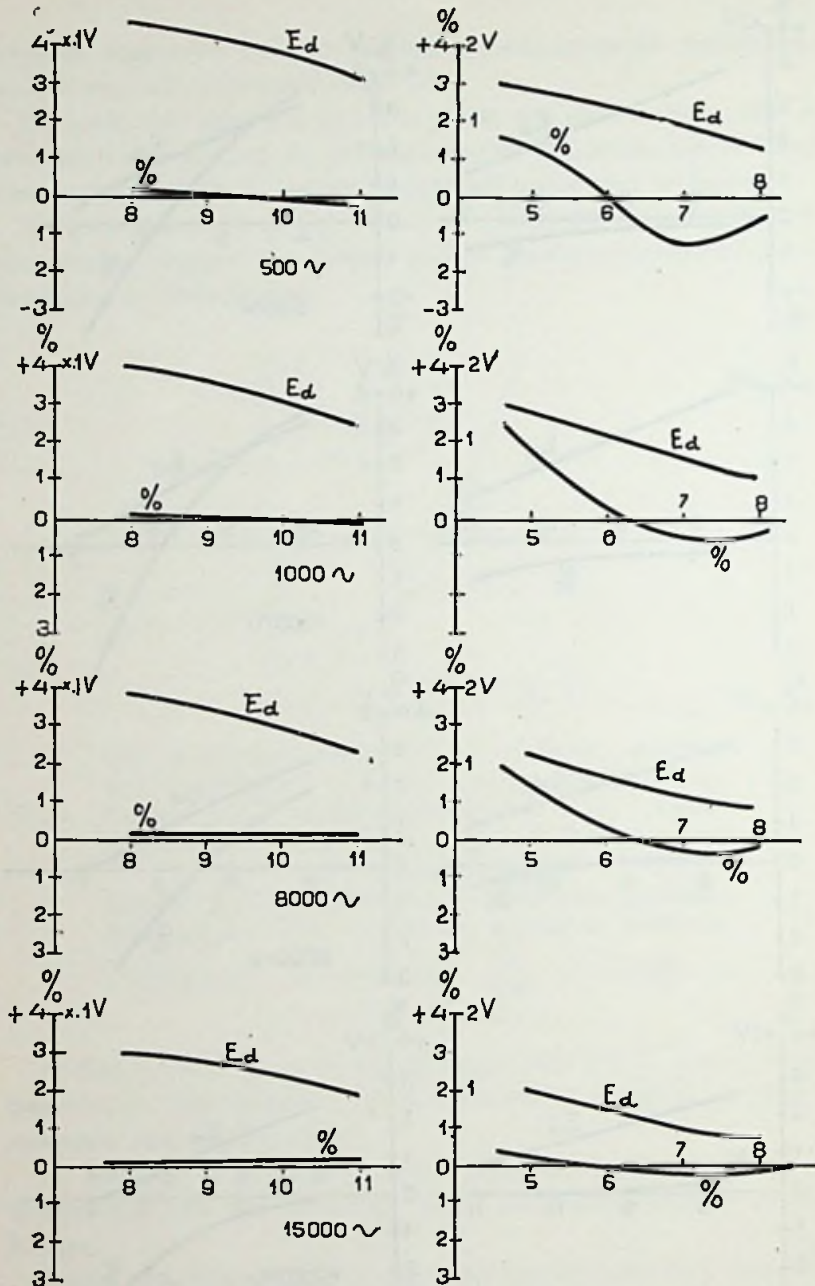


Fig. 11. Detectorlamp Phil. E 415. Anodesp. 100 volt. Gedetecteerde spann. en % afwijking van den sinusvorm als functie van de negat. roosterpotentiaal voor diverse frequenties. Linker grafieken: Gemoduleerde spanning $e_1 = 5$ volt eff. Modul. spanning $e_2 = 0,1$ volt eff. Rechter grafieken: Gemoduleerde spanning $e_1 = 1,5$ volt eff. Modul. spanning $e_2 = 0,5$ volt eff.

opgenomen van gedetecteerde spanning en ingestelde roosterpotentiaal en wel voor diverse frequenties.

Daar onderzoek op sinusvorm niet voldoende nauwkeurig langs oscilografischen weg kan geschieden, is als maat aangenomen de grootte der afwijkingen, die de beide tophelften van den krommenvorm vertoonen ten opzichte van de gemiddelde waarde.

Deze maat kan hierdoor gerechtvaardigd worden, dat bij detectie de afwijkingen der modulatie van den sinusvorm bij benadering verhoudingsgewijs gelijkmatig gecorrigeerd worden.

Het bepalen van de grootte van de beide amplituden van de gedetecteerde spanning geschiedde met een lampvoltmeter. In tegenstelling met andere meters, die gemiddelde of middelbare waarden aanwijzen, reageeren de lampvoltmeters in eerste instantie op de topwaarde.

Door omkeering van de aansluiting van den meter kunnen dus op eenvoudige wijze verschillen in topwaarden gecontroleerd worden.

Om deze verschillen zeer nauwkeurig te kunnen meten is een lampvoltmeterschakeling gebruikt volgens fig. 12. Het bijzondere hiervan is, dat in eene schakeling met plaatgelijkrichting, waarmee wisselspanningen van 0,5 tot 1,5 volt kunnen gemeten worden (Moullin-metertype uitgevoerd door Cambridge Ins. Cy.) eene extra negatieve roosterspanning van ongeveer 10 Volt is aangebracht. Hierdoor wordt het meetbereik ongeveer van 7 tot 8 volt. Verhoudingsgewijze worden dus verschillen in de topwaarden aanzienlijk nauwkeuriger gemeten.

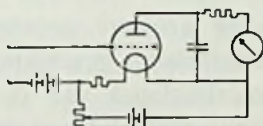


Fig. 12 Lampvoltmeter met plaatdetectie en extra roosterspanning.

Daar deze voorspanning willekeurig groot kan gekozen worden is deze schakeling in vele gevallen voor het meten van spanningsveranderingen e.d. zeer geschikt.

In de figuren 10 en 11 zijn de procentueele afwijkingen van de amplitude-helften ten opzichte van de gemiddelde waarde van beiden af te lezen.

Opmerkenswaardig is om te constateeren dat deze afwijkingen sterk afhankelijk zijn van de ingestelde roosterpotentiaal, hetgeen er op wijst dat de detectie op de karakteristiek zeer varieert. Het snijden met de nullijn duidt er op dat er meer dan kwadratische

detectie kan plaats hebben. Negatief percentage afwijking beteekent dat de kleinere amplitude gelijk en daarna zelfs grooter dan de andere is geworden.

Bij grootere waarden van de moduleerende spanning e_2 ziet men zelfs de functie van de afwijking de nullijn twee keer snijden.

Vergrooten van de gemoduleerde spanning e_1 heeft in de buurt der nulafwijking niet veel invloed op de grootte van de gedetecteerde spanning, daarentegen e_2 wel.

Toch moet e_2 liefst klein gekozen worden, met het oog op de sinusvormigheid. Bij grootere e_2 is weliswaar het amplitude-verschil der beide helften met behulp van de roosterpotentiaal nul te maken, doch de snijding van de afwijkingsfunctie met de nullijn is zeer scherp, en bovendien ook op onaangename wijze van de frequentie afhankelijk. Instelling op nulafwijking van eene lagere periode levert voor hogere frequenties meerdere procent afwijking op.

Deze afhankelijkheid van de frequentie bleek bij verschillende lampen van hetzelfde type zeer te varieeren en heeft vermoedelijk te maken met eenige ionisatie in de detectorlamp.

Het practisch resultaat der onderzoekingen kan beknopt als volgt worden weergegeven.

De grootte van de gemoduleerde spanning e_1 neemt men het 30 à 50voud van de moduleerende spanning e_2 . Deze laatste moet liefst niet veel grooter dan 0,1 volt zijn om voor alle frequenties eene sinusvormigheid te kunnen verkrijgen, die eene afwijking heeft van minder dan $\frac{1}{4}$ % en die niet al te critisch van de roosterpotentiaal afhangt.

Voor het verkrijgen van grootere gedetecteerde spanningen is eene indirect verhitte detectorlamp geschikter dan eene direct verhitte. De anodestroomkarakteristiek van de eerste vertoont door de afwezigheid van spanningsafval langs de kathode een sterker gebogen deel dan de tweede.

(Wordt vervolgd.)

Ontkoppeling in verband met gil- en bromvrijheid.

Door E. W. OTT, Cand. e. i.

Het „gillen” van versterkers kan o.a. zijn oorzaak vinden in de impedantie van gemeenschappelijk gebruikte anodespanningsapparaten. Deze impedantie, die vooral groot is voor laagfrequente trillingen (capaciteiten!) veroorzaakt een spanningsval, welke spanning op „vorige” plaatkringen terugwerkt, weer versterkt wordt, enz.

Deze terugwerking is altijd ongewenscht ook al treedt het ergste, n.l. het bekende „gillen”, nog niet op. Ontkoppelen van de plaatkringen of, wat hetzelfde is, toepassing van het centraal-batterij-systeem, brengt hier uitkomst als het niet mogelijk is de impedantie van het p. s. a. voldoende te verkleinen.

Het idee zal bekend zijn en is nog eens weergegeven in fig. 1.

C is een groote condensator van eenige μ F. Z is een weerstand of een smoorspoel. Men kan nu *alle* plaatkringen aldus ontkoppelen, maar men kan zich ook afvragen welke van de plaatkringen het eerst voor ontkoppeling in aanmerking komt. Gaat men het verschijnsel eens voor een completen versterker na, dan blijkt dat het onjuist is om a priori aan te nemen, dat dit in alle gevallen de plaatkring van de eindlamp zou zijn. Dit staat in verband met het feit, dat zoo'n C-Z filter door de aanwezigheid van condensatoren in het p. s. a. 2-zijdig werkt en wel in beide richtingen nagenoeg dezelfde eigenschappen vertoont. (Impedantie van Z groot aangenomen t.o.v. de impedanties van de condensatoren C, zoowel die in het filter als in het p.s.a.). Hierdoor komt het dan, dat een gegeven filter in den plaatkring van de 1e lamp, wat betreft het tegengaan van „terugwerking” *evenveel effect* heeft als in den plaatkring van de eindlamp, voorzover we de (gevaarlijkste) wisselwerking tusschen eindlamp en 1e lamp beschouwen.

Welke lamp moeten we in dit opzicht als „1e lamp van den versterker” beschouwen?

Dikwijls wordt de detector genoemd, maar dit is onjuist, tenminste in dit opzicht. Het is de *hoogfrequentlamp*, wanneer, wat tegenwoordig zeer veel wordt gedaan, gebruikt wordt gemaakt van een galvanische koppeling (dus Koomans of afgetakte spoel, zooals Astra e.d.) tusschen hoogfrequent- en detectorlamp.

Fig. 2 zal dit duidelijk maken.

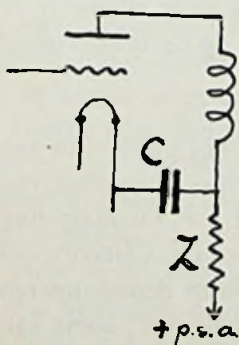


Fig. 1

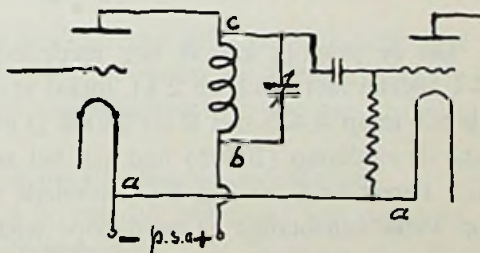


Fig. 2

Het p.s.a. vertoont dus, zoo veronderstellen wij, aan de klemmen a-b behalve de gewone gelijkspanning ook laagfrequente wisselspanningen, veroorzaakt door den l.f. wisselstroom in den plaatkring van de eindlamp en de impedantie van het p.s.a. Deze wisselspanning ab verdeelt zich over den afgestemden kring (spanning bc) en den inwendigen weerstand van de h.f. lamp (sp. ca). De spanning bc is *zeer klein, maar deze spanning wordt niet aan het rooster van de detectorlamp gelegd maar de spanning ac!* En deze is dus zoo goed als gelijk aan de wisselspanning ab! M.a.w. de wisselspanning ab wordt, afgezien van den vooral voor lage frequenties verzwakkenden invloed van de combinatie roostercondensator-lekweerstand, in *volle sterkte* overgedragen op het rooster van de detectorlamp! Conclusie: Het is *eerder* noodzakelijk den plaatkring van de h.f. lamp te ontkoppelen dan dien van den detector, wanneer Koomans- of afgetakte-spoelkoppeling gebruikt wordt. (Wat nog niet wegneemt dat, wanneer de terugwerking sterk is, de detector-ontkoppeling ook nog noodzakelijk kan zijn). Het behoeft wel geen betoog, dat dit niet geldt voor inductieve- en Idzerdakoppeling. Deze zijn in dit opzicht veel beter.

Nog iets over de keuze: eindlamp of h.f. lamp (eventueel det.) ontkoppelen.

1. Voor ontkoppeling van de eindlamp moet een smoorspoel gebruikt worden, wanneer het p.s.a. zoo gedimensioneerd is, dat men zich de luxe van spanningsverlies niet kan permitteeren. Voor de h.f. lamp (event. det.) kan met een goedkooperen weerstand volstaan worden.

2. Deze weerstand kan vele malen grooter zijn (vooral voor lage frequenties) dan de impedantie van de smoorspoel. De filterwerking is dus gunstiger.

3. De bovengenoemde wisselspanning ab kan óók voorstellen de resterende rimpelspanning van het p.s.a. In dit opzicht is dus ontkoppeling van de voorafgaande lampen, dus ook weer allereerst de h.f. lamp (event. det.) ook van grooten invloed op de *bromvrijheid* van het toestel!

* * *

Uit de practijk kan ik nog mededeelen, dat het gillen van een 4 l. toestel met 1 h.f. en 2 l.f. totaal verdween bij ontkoppeling van de h.f. lamp A 435 met $R = 25000 \Omega$ en $C = 2 \mu F$. Ontkoppeling van de eindlamp (B 405) had niet het zelfde resultaat. (Smoorspoel E 2 Ferrix en $C = 2 \mu F$). Hiermede wil ik alleen demonstreeren op welke eenvoudige en goedkoope wijze het „gil-euvel" soms kan worden verholpen.

* * *

In het bovenstaande, dat zeer onvolledig is, heb ik alleen eenige punten betreffende ontkoppeling willen aanstippen. De verschillende factoren als: totale versterking, inwendige weerstand der lampen, faseverschuivingen, wijze van l.f. versterking enz., die alle invloed op de verschijnselen uitoefenen en de al- of niet noodzakelijkheid van ontkoppeling van andere plaat — en ook van de roosterkringen heb ik buiten beschouwing gelaten, evenals de indirecte voordeelen als *grootere geluidsterkte* en betere kwaliteit. Ontkoppeling wordt tegenwoordig meer en meer bewust toegepast. Het is een interessant experimenteeronderwerp vooral in combinatie met de mogelijkheden van betere afvlakking, die immers tegelijkertijd verkregen wordt door ontkoppeling van „voorafgaande” lampen en waarop in dit artikeltje al even de aandacht gevestigd werd.

Haarlem, November 1929.

Storingen in de omroepontvangst door nabijgelegen, sterke zendstations.

Door Ir. H. MAK.

In dit opstel wil ik nagaan hoe verschillende soorten van storingen van zenders optreden en welke middelen ertegen kunnen worden aangewend. In verband met de definitie „nabijgelegen, sterke” komen bij de moderne toestellen en lampen een aantal ondervindingen naar voren, welke met de oude practijk niet overeenstemmen.

Ondervinden we een storing, dan is het zaak, te definieeren, welk station deze veroorzaakt en welke de golflengte van den hinderlijken zender is. Vooral bij dit laatste komen we voor verrassingen te staan. Bepalen we ons, om ondervindingsgevallen te bezien, tot Scheveningen-Haven en de gevolgen van het werken van dit station in de naaste omgeving.

Hinder door den zender op een golf van 2200 m in de ontvangst van Huizen (1875) of van den 600 m zender bij Budapest, vallen onder de gewone vraagstukken van selectiviteit en worden hier niet nader bezien.

Meer in het bijzonder zullen gevallen bezien worden als:

- 1e. Storingen door de 2200 m golf bij ontvangst van ongeveer de helft, d. i. Kalundborg of Hilversum).
- 2e. Storingen door de 600 m golf in de ontvangst van c.a. 300 m.

3e. Storingen door de 1071 m (zakelijke omroep) in c.a. 356 m (London).

In alle gevallen zijn we, na definitie van de storingsoorzaak, geneigd te zeggen, dat een harmonische van de grondgolf, welke wordt uitgestraald, de oorzaak van den hinder is. Dit nu is lang niet altijd waar en in het volgende zullen middelen worden aangegeven om vast te stellen of werkelijk de zender, dan wel een fout in het ontvangtoestel de aanleiding is. Tenminste als men niet het standpunt aanneemt, dat de storing toch niet zou bestaan, indien de zender er niet was. Hoewel men zeker zeggen kan, dat een krachtig station, in de directe omgeving van een dicht bewoond centrum tot allerlei moeilijkheden aanleiding geeft, zoo kan men aan de vorige stelling tegenoverzetten, dat niemand hinder ondervindt, als hij niet naar een omroep tracht te luisteren, dus in dat laatste de fout gelegen is.

We moeten trachten beide naast elkaar mogelijk te maken.

Bij verschillende toestellen zal men de onder 1e. genoemde storing als sleutelklikken soms met een toon begeleid waarnemen. Als eerste afwijking vinden we een sterke selectiviteit der storing op een golf, die in het geheel niet de golflengte der seinen is. Het is veel meer de helft, waardoor we nog gesterkt worden in de veronderstelling, met een harmonische van de grondgolf te doen te hebben.

Nemen we nu de proef om door een scherp zeefstelsel de golflengte van 1100 m aan de antenne te ontnemen, dan zien we, dat de storing vrijwel op dezelfde wijze voortbestaat. We moeten hieruit besluiten, dat die storing toch tot op groote hoogte door het ontvangtoestel wordt voortgebracht. Het toestel kan nu immers geen golf van 1100 m meer uit de ruimte ontvangen, wèl de 2200 m, en door het bestaan van een storing op 1100 m blijkt nu het toestel zelf de 2e harmonische van het sterk aankomende signaal te maken. Dit is slechts mogelijk en verklaarbaar indien:

- a. de signalen op 2200 m werkelijk de eerste lamp bereiken;
- b. de sterkte dezer signalen voldoende is om een gelijkrichting door deze lamp te veroorzaken;
- c. de instelling dezer lamp ook de gelijkrichting mogelijk maakt.

Bij het nemen van de proef, de 2200 m golf zelf weg te zeven, komen we tot het resultaat, dat de storing volkomen verdwijnt, in alle geval in bijzonder hooge mate zich laat onderdrukken door een zeef.

Dit nu klopt geheel met het gestelde onder a, b en c.

Stellen we ons n.l. eerst op de hoogte van het gedrag der h.f.

lamp, b.v. door het opnemen van karakteristieken, dan kunnen we aan c ontkomen door spanningen en stroomen in te stellen op een recht deel van een karakteristiek.

Hierdoor is de kans, dat aan b voldaan wordt, veel geringer.

Om aan a te ontkomen zijn er twee wegen:

Het oude systeem om de antenne af te stemmen, met de nadeelige gevolgen: matige selectiviteit van den eersten kring; hinder aan omwonende luisteraars door vergroote demping voor de afgestemde golf („wegzuigen”); uitstraling in vele gevallen bij genereeren.

Werkt men met de nieuwere methode, en laat men opzettelijk de antenne aperiodisch, dan moet men door een geëigende sperketen de stoorgolf onderdrukken. Doordat bij een goed ingestelden versterker het gelijkrichtverschijnsel een zeer geprononceerden drempel heeft, welke vrij hoog ligt, is de werking van een sperkring in die omstandigheden meer afdoende, dan bij andere systemen, waarbij b.v. de lamp niet zóó zorgvuldig is ingesteld en de antenne afstembaar is.

Het aantal stoorgolven is nu in de practijk niet zóó groot, dat men niet voor elk een goede zeef kan inschakelen. De antenne is dan vrij van de storingen en alle luisteraars, die tesamen van dezelfde antenne gebruik maken, zijn in ééns geholpen.

Storingen van het type 2 stellen ons voor andere resultaten.

De beide reeds genoemde zeefproeven bewijzen, dat hier wel degelijk sprake was van een harmonische, door het zendstation uitgestraald. Zoolang een krachtig storend signaal op 300 m bestaat, kan men bezwaarlijk op 298 m ontvangen. Ook is in dit geval met een sperketen niets te bereiken. Een raamontvanger is de eenigsmogelijkheid, welke dan ook met succes is toegepast bij de ontvanginrichtingen der Haagsche telefoon radio. Speciaal een symmetrisch raam, gevolgd door een in balansschakeling uitgevoerden hoogfrequentversterker geeft een goed effect. Zorgvuldig moet men echter onderscheid maken, tusschen de afstemming van de eerste keten als antenne en die als raam. In het eerste geval werken de twee h.f. lampen parallel, in het tweede geval eerst goed in balans. Deze beide afstemmogelijkheden kunnen soms tot groote verwarring aanleiding geven.

Sinds korten tijd is de zender herzien, met het gevolg, dat de harmonische op 300 m veel minder sterk wordt uitgestraald.

Hierdoor is het nu reeds in vele gevallen mogelijk, de storing te ontgaan, door inschakeling van een zeef voor 600 m, of verbeterde antenne-afstemming. Bij verbetering in afstemming moet men echter niet vergeten, dat de ontvangen band hierdoor smaller

wordt, wat bij het invoegen van een sperkring in het algemeen niet het geval is. Het laatste is daardoor met het oog op de kwaliteit het meest verkieselijk.

De storingen onder 3e genoemd hebben weer een eigen karakter.

Bij ontvangst nabij 535 meter een geheel met 2e te vergelijken geval. ¹

Bij ontvangst op 356 m is de directe oorzaak het bestaan van de 3e harmonische, van den zakelijken omroep. Hier is het direct minder waarschijnlijk dat deze storing op een ontvangerfout zou berusten. De ongewenschte gelijkrichting heeft n.l. een sterke strekking om *even* harmonischen voort te brengen. De onevene komen in veel mindere mate uit een gelijkrichtproces voort en indien dit proces werkelijk zuiver als een evengraads-functie was te behandelen, zouden geen oneven harmonischen kunnen optreden.

Er is dus veel meer waarschijnlijkheid, dat hier de zender harmonischen uitstraalt, zelfs zonder de beschreven proeven met sperkringen.

Deze laatsten bevestigen echter onze conclusie. Kunnen we ons dus nabij 1071 m wapenen tegen storing door den zakelijken omroep, door een sperkring, op die golf afgestemd, in de antenneleiding te hebben, bij 357 m gaat dit niet en moeten we de 357 zelf onderdrukken, wat, indien men London (356) wil hooren, niet gaat. Ook hier is dan de eenige weg, van het richteffect gebruik te maken en met een raam te werken.

Een kleine eigenaardigheid in dit onderzoek is nog het volgende: Op c.a. 270 m werd ook een storing door den zender op 1071 m geconstateerd. Deze verdwijnt *niet* bij wegzeven van 270, doch wel, door het sperren van 535 m. Voor sperren van 1071 is het verschijnsel ook totaal ongevoelig.

De conclusie in dit geval was, dat de zender zeer weinig uitstraalt op 270 m, echter wel een noemenswaardige energie op 535 m en dat het toestel, waarin de storing optrad, te veel gelijkrichtte en daardoor de 2e harmonische van 535 meter voortbracht.

Na toepassing van genoemde middelen zijn vele storingen ondervangen en blijkt zelfs het programma, op 298 m uitgestraald, eenigszins gevolgd te kunnen worden, hoewel, als de storingen van PCH zijn ondervangen, nog zooveel overschiet, dat het toch maar een matig genot is naar deze uitzendingen te luisteren.

Electrische Filters.

Door Ir. C. BOSMAN.

III.

In aansluiting op het voorgaande worden thans de randvoorwaarden aan een nadere beschouwing onderworpen. De karakteristieke impedantie van de T-cel en van de π -cel wordt berekend en uit de vergelijkingen worden belangrijke conclusies nopens haar natuur getrokken, waarbij de onmogelijkheid van ideale aanpassing blijkt. Vervolgens worden de ingangsimpedantie en de dempingsverhouding berekend van een filter, dat belast is met een willekeurige impedantie. Voorts wordt de uitgaande stroom berekend voor 3 verschillende soorten voeding, waarbij de gunstigste generatorimpedantie wordt aangeduid. Het gedrag van K , Γ en den stroom in de doorgelaten banden wordt besproken. Hierbij ontstaat een beeld van de ongewenschte gevolgen der reflexie. Tenslotte wordt de aandacht gevestigd op de eigenaardige verschijnselen die zich bij enkele geïsoleerde frequentiewaarden voordoen.

HOOFDSTUK II.

Randvoorwaarden.

§ 10. Nadere beschouwing van de karakteristieke impedantie.

Wanneer wij een of ander eindig systeem beschouwen, zijn er noodzakelijkerwijs altijd een aantal voorwaarden, die voortspruiten uit het feit, dat dit systeem aan zijn grenzen of randen verbonden is met andere, hetzij soortgelijke, hetzij ongelijksoortige systemen. Deze voorwaarden noemen wij de randvoorwaarden.

Voor een filtercel hebben wij tot nog toe *ideale* randvoorwaarden aangenomen. Immers wij hebben in § 3 niet alleen symetrie verondersteld, maar ook homogeniteit tot op oneindig. Thans zullen wij de veranderingen nagaan, die in praktische gevallen in de resultaten optreden doordat de aanpassing niet ideaal is, doch de cel met een willekeurige impedantie belast wordt.

Hiertoe berekenen wij eerst de karakteristieke impedantie. Wij beschouwen het einde van een filter dat werkelijk op de karakteristieke impedantie is aangesloten. De vóórlaatste cel bevindt zich volgens § 2 in de zelfde conditie als de laatste. Achter haar vinden wij dus óók de karakteristieke impedantie. Blijkbaar vertoont een filtercel de merkwaardige eigenschap dat zij *aan de ingangszijde*

haar karakteristieke impedantie vertoont als zij aan de uitgangszijde door deze wordt gesloten.

Men kan de karakteristieke impedantie van een filtercel berekenen uit die van een lange leiding door middel van de identificatie der grondvergelijkingen. Wij zullen het hier natuurlijk langs directen weg doen.

Hiertoe denken wij ons een T-cel en een π -cel gesloten door een willekeurige impedantie Z_{n+1} (fig. 9). De impedantie van het geheel is nu:

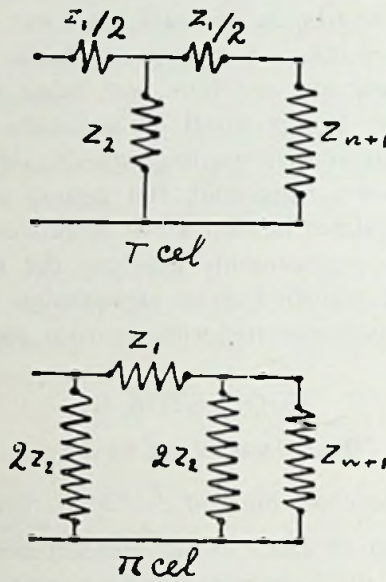


Fig. 9.

$$\text{T-cel: } \bar{Z}_{nT} = \frac{\bar{Z}_1}{2} + \frac{1}{\frac{1}{\bar{Z}_2} + \frac{1}{\frac{\bar{Z}_1}{2} + \bar{Z}_{n+1}}} \text{ of:}$$

$$\bar{Z}_{nT} = \frac{(\bar{Z}_1 \bar{Z}_2 + \frac{\bar{Z}_1^2}{4}) + (\frac{\bar{Z}_1}{2} + \bar{Z}_2) \bar{Z}_{n+1}}{(\frac{\bar{Z}_1}{2} + \bar{Z}_2) + \bar{Z}_{n+1}} \quad (8a)$$

$$\pi\text{-cel: } \bar{Z}_{n\pi} = \frac{1}{\frac{1}{2\bar{Z}_2} + \frac{1}{\bar{Z}_1 + \frac{1}{\frac{1}{\bar{Z}_{n+1}} + \frac{1}{2\bar{Z}_2}}}}$$

$$\bar{Z}_n \tau = \frac{\bar{Z}_1 \bar{Z}_2 + \left(\frac{\bar{Z}_1}{2} + Z_2\right) \bar{Z}_{n+1}}{\left(\frac{\bar{Z}_1}{2} + \bar{Z}_2\right) + \left(\frac{\bar{Z}_1}{4 Z_2} + 1\right) \bar{Z}_{n+1}} \quad (8b)$$

Indien nu Z_{n+1} de karakteristieke impedantie is, moet Z_n dit volgens het voorgaande ook zijn. Noemen wij deze K , dan is dus $\bar{Z}_n = \bar{Z}_{n+1} = \bar{K}$ of gesubstitueerd in (8)

$$\bar{K}_T = \sqrt{\bar{Z}_1 \bar{Z}_2 + \frac{\bar{Z}_1^2}{4}} \quad (9a) \quad \bar{K}_t = \frac{\bar{Z}_1 \bar{Z}_2}{\sqrt{\bar{Z}_1 \bar{Z}_2 + \frac{\bar{Z}_1^2}{4}}} \quad (9b)$$

De wortel heeft het plusteecken aangezien er hier klaarblijkelijk geen negatieve impedantie kan komen. Zooals wij in § 9 reeds opmerkten, treedt hier bij de randvoorwaarden het verschil tusschen T- en π -filters te voorschijn. Wij zullen zien, dat dit verschil waarde heeft voor de aanpassing.

Wanneer wij de vergelijkingen (9) nader bezien, dan vallen direct eenige belangrijke punten op.

In de eerste plaats dat, waar K (zooals wij reeds wisten) een impedantie is, haar waarde afhankelijk is van de frequentie. Dit dreigt ons in groote moeilijkheden te brengen als wij de ideale aanpassing willen benaderen, want wij zouden dan het filter moeten belasten met een impedantie waarvan de waarde voor het geheele gebruikte frequentiebereik aan deze vergelijking voldoet. Dit nu is absoluut onmogelijk.

Immers, in de tweede plaats verandert K blijkbaar aan de grenzen van de filterbanden van natuur. Want

$$\bar{Z}_1 \bar{Z}_2 + \frac{\bar{Z}_1^2}{4} = \bar{Z}_1 \bar{Z}_2 \left(1 + \frac{\bar{Z}_1^2}{4}\right)$$

en heeft dus het teeken van het product $\bar{Z}_1 \bar{Z}_2$. Dit nu verandert steeds van teeken aan de grenzen, daar deze immers werden bepaald door $Z_1 = 0$, $\bar{Z}_1 = -4\bar{Z}_2$ en $\bar{Z}_2 = \infty$.

Het blijkt dat de vorm onder het wortelteeken positief is in de doorgelaten banden en daar buiten negatief. Voorts is bij de grenzen de heele wortelvorm of gelijk aan nul, of gelijk aan oneindig, m. a. w.:

K is reëel in de doorgelaten banden, gaat bij de grenzen of door nul of door oneindig, en is imaginair in de onderdrukte banden.

Wij vestigen er de aandacht op dat K reëel is in de doorgelaten

banden ondanks het feit dat wij nog altijd den Ohmschen weerstand der filterelementen verwaarloozen.

Voor verdere berekeningen is het gemakkelijk de langs- en dwarsimpedanties uit te drukken in de karakteristieke impedantie en het logarithmisch decrement. Dit kan geschieden met behulp van de vergelijkingen (3) en (9).

§ 11. *Impedantie en dempingsverhouding van filtercellen en filters.*

Uit (3) en (9) kunnen wij afleiden:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{Z}_1}{2} \bar{K}_T \operatorname{tanh} \frac{\Gamma}{2} \\ \bar{Z}_2 = \frac{\bar{K}_T}{\sinh \Gamma} \end{aligned} \right\} \text{T-cel} \quad (10a)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{Z}_1 = \bar{K}_T \sinh \Gamma \\ 2 \bar{Z}_2 \frac{\bar{K}_T}{\operatorname{tanh} \frac{\Gamma}{2}} \end{aligned} \right\} \pi\text{-cel} \quad (10b)$$

De beide vergelijkingen (8) gaan met behulp hiervan over in:

$$\bar{Z}_n = \frac{\bar{K} + \bar{Z}_{n+1} \operatorname{cotgh} \Gamma}{\operatorname{cotgh} \Gamma + \frac{\bar{Z}_{n+1}}{\bar{K}}} \quad (11)$$

welke er nog handelbaarder uit gaat zien door een hulpgrootheid Ψ in te voeren n.l.:

$$\left. \begin{aligned} \psi_n = \operatorname{bgtanh} \frac{\bar{Z}_n}{\bar{K}} \\ \psi_{n+1} = \operatorname{bgtanh} \frac{\bar{Z}_{n+1}}{\bar{K}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

enz.

Dit geeft in (11):

$$\bar{Z} = \bar{K} \operatorname{tanh} (\Gamma + \psi_{n+1}) \quad (13)$$

Wij zullen thans nagaan hoe groot de demping is als een cel belast wordt met een willekeurige impedantie en naderen hierbij dus de praktijk.

Beschouwen wij de T-cel van fig. 10, dan is voor het gesloten circuit:

$$\frac{\bar{Z}_1}{2} \bar{I}_{n+1} + \bar{Z}_{n+1} \bar{I}_{n+1} - \bar{Z}_2 (\bar{I}_n - \bar{I}_{n+1}) = 0$$

$$\text{waaruit } \frac{\bar{I}_n}{\bar{I}_{n+1}} = \frac{\left(\bar{Z}_2 + \frac{\bar{Z}_1}{2}\right) + \bar{Z}_{n+1}}{\bar{Z}_2} \quad (14a)$$

Vervolgens de π -cel. Stel dat Z_1 doorloopen wordt door I_n dan is voor de uitgangszijde van de cel:

$$(\bar{I}_n^1 - \bar{I}_{n+1}) 2 \bar{Z}_2 = \bar{I}_{n+1} \bar{Z}_{n+1} \text{ of:}$$

$$\bar{I}_n^1 = \frac{\bar{I}_{n+1} (2 \bar{Z}_2 + \bar{Z}_{n+1})}{2 \bar{Z}_2}$$

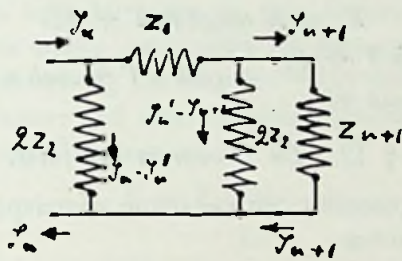
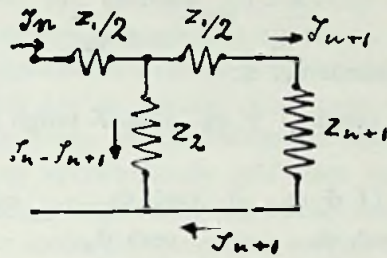


Fig. 10.

Voor het celcircuit is nu:

$$\frac{\bar{I}_{n+1} (2 \bar{Z}_2 + \bar{Z}_{n+1}) \bar{Z}_1}{2 \bar{Z}_2} + \left\{ \frac{\bar{I}_{n+1} (2 \bar{Z}_2 + \bar{Z}_{n+1})}{2 \bar{Z}_2} - \bar{I}_{n+1} \right\} 2 \bar{Z}_2 -$$

$$- \left\{ \bar{I}_n = \frac{\bar{I}_{n+1} (2 \bar{Z}_2 + \bar{Z}_{n+1})}{2 \bar{Z}_2} \right\} 2 \bar{Z}_2 = 0$$

waaruit:

$$\frac{\bar{I}_n}{\bar{I}_{n+1}} = \frac{(\bar{Z}_1 + 2 \bar{Z}_2) + 2 \left(1 + \frac{\bar{Z}_1}{4 \bar{Z}_2} \right) \bar{Z}_{n+1}}{2 \bar{Z}_2} \quad (14b)$$

Wanneer wij nu in (14) de vergelijkingen (10) en (12) substitueeren, krijgen wij ten slotte een zelfde vergelijking n.l.

$$\frac{\bar{I}_n}{\bar{I}_{n+1}} = \frac{\cosh(\Gamma + \psi_{n+1})}{\cosh \psi_{n+1}} \quad (15)$$

Zijn er meer cellen, waarvan de laatste belast is met Z_n , dan kunnen wij de impedantie en de demping als volgt uitdrukken:

$$\text{Uit (12) } \tanh \psi_n = \frac{\bar{Z}_n}{K} \text{ of } Z_n = K \tanh \psi_n$$

Blijkens (13) is dus: $\psi_n = \Gamma + \psi_{n+1}$

voorts: $\psi_{n-1} = \Gamma + \psi_n$ enz.

Dit geeft in (5):

$$\frac{\bar{I}_{n-1}}{I_n} = \frac{\cosh \psi_{n-1}}{\cosh \psi_n}$$

Voor de voorgaande cel is:

$$\bar{Z}_{n-2} = \bar{K} \operatorname{tanh} (1 + \psi_{n-1}) = \bar{K} \operatorname{tanh} (2 \Gamma + \psi_n)$$

dus:

$$\frac{\bar{I}_{n-2}}{I_n} = \frac{\cosh (\Gamma + \psi_{n-1})}{\cosh \psi_{n-1}} \cdot \frac{\cosh \psi_{n-1}}{\cosh \psi_n} = \frac{\cosh (2 \Gamma + \psi_n)}{\cosh \psi_n}$$

Voor een filter van n cellen is dus:

$$\bar{Z}_n = \bar{K} \operatorname{tanh} (n \Gamma + \psi_n) \quad (16)$$

$$\frac{\bar{I}_0}{\bar{I}_n} = \frac{\cosh (n \Gamma + \psi_n)}{\cosh \psi_n} = \cosh n \Gamma + \sinh n \Gamma \operatorname{tanh} \psi_n \quad (17)$$

§ 12. De stroom in het filter.

a) Levert de generator een constante wisselspanning V_0 , dan is de opgenomen stroom:

$$\bar{I}_0 = \frac{\bar{V}_0}{\bar{Z}_0}$$

De stroom die uit het filter treedt, wordt nu:

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{V}_0}{\bar{Z}_0} \cdot \frac{\bar{I}_n}{\bar{I}_0} = \bar{V}_0 \frac{\cosh \psi_n}{\bar{K} \operatorname{tanh} (n \Gamma + \psi_n) \cosh (n \Gamma_n + \psi_n)}$$

Werkt men dit uit onder substitutie van \bar{Z}_n voor $\bar{K} \operatorname{tanh} \psi_n$ (12), dan komt er:

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{V}_0}{\bar{K} \sinh n \Gamma + \bar{Z}_n \cosh n \Gamma} \quad (18)$$

b) Heeft de generator een constante middelbare E. M. K. = E_0 en een impedantie Z_1 , dan is:

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{E}_0}{\bar{Z}_1 + \bar{Z}_0} \cdot \frac{\bar{I}_n}{\bar{I}_0}$$

hetgeen na een dergelijke herleiding als onder a) oplevert:

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{E}_0}{\left(\bar{K} + \bar{Z}_n \frac{\bar{Z}_1}{\bar{K}} \right) \sinh n \Gamma + (Z_1 + \bar{Z}_n) \cosh n \Gamma} \quad (19)$$

c) Om het geval te bespreken dat in de praktijk het belangrijkste is moeten wij even uitwiden.

Wij weten dat reflexie aan het uiteinde van een filter optreedt wanneer de belastingsimpedantie in het beschouwde frequentiegebied niet gelijk is aan de karakteristieke impedantie. Men kan gemakkelijk aantonen, dat van een lange leiding of van een filter ingangszijde en uitgangszijde verwisseld mogen worden. Het zal dus duidelijk zijn, dat een deel van de gereflecteerde golf andermaal wordt teruggekaatst aan de ingangszijde, wanneer de generatorimpedantie ongelijk is aan de karakteristieke impedantie. Er loopt dus een gaandeweg verzwakkende golf heen en weer. Dit verschijnsel veroorzaakt energieverlies en brengt nog andere later te bespreken nadelen mede. Aangezien wij nu aan den idealen eisch voor de belastingsimpedantie hoogstens bij benadering kunnen voldoen, en soms zelfs bij lange na niet, streven wij ook aan de generatorzijde een ideale aanpassing na inplaats van een willekeurigen impedantiesprong toe te laten. Voor belastings- en generatorimpedantie kiezen wij dan de zelfde benaderde waarde. Dit komt in vergelijking (19) neer op

$$\bar{Z}_1 = \bar{Z}_n \quad \text{of:}$$

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{E}_0}{\left(\bar{K} + \frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{K}}\right) \sinh n \Gamma + 2 \bar{Z}_n \cosh n \Gamma} \quad (20)$$

Voor het ideale geval: $\bar{Z}_n = \bar{K}$ gaat deze vergelijking zooals het behoort over in

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{E}_0}{2 \bar{K} \varepsilon l'}$$

De gevonden afwijkingen van het ideale geval worden niet veroorzaakt door het filter zelf, doch door de randvoorwaarden, die in elk practisch geval anders zijn. Bij opgave van het decrement van een filter wordt daarom ideale aanpassing verondersteld.

Men spreekt van een dempingscoëfficiënt van 1 Neper wanneer het reële deel $n A$ van $n \Gamma$ gelijk is aan de eenheid. Voor andere eenheden van demping zie blz. 235 noot ²).

§ 13. K , Γ en de stroom in de doorgelaten banden.

Wij weten van vroeger dat de breuk $\frac{\bar{Z}_1}{4 \bar{Z}_2}$ in een enkelen doorgelaten band éénmaal alle waarden tusschen 0 en -1 doorloopt. In een dubbelen doorgelaten band gebeurt dit tweemaal en is de waarde nul in het punt, dat wij in § 4 en § 6 in overeenstemming met andere schrijvers het midden hebben genoemd.

Dit punt is het *geometrische midden* $\sqrt{\nu_1 \nu_2}$, hetgeen blijkt wanneer wij de grenzen ν_1 en ν_2 vastleggen en de frequentie berekenen waarvoor $Z_1 = 0$ wordt. Het speelt een zeer belangrijke rol in de filtertheorie en berekening.¹⁾

In een doorgelaten band is $A = 0$. Met behulp van vergelijking (3) kunnen wij nu voor elk punt B berekenen en met behulp van (9) K_τ en K_π .

Wij verwijzen hiervoor naar § 27 e.v. van David's boekje. Het resultaat voor de belangrijke punten is weergegeven in de hieraan ontleende tabel (tabel II).

Tabel 2.

$\frac{\bar{Z}_1}{4Z_2}$	$-\infty$	-1	Door- gelaten band.	0	$-\infty$	
Γ {	A	positief	0	0	positief	
	B	π	tussen 0 en π	0	0	
K_τ	imaginair	0	0	$Z_1=0$ 0	$Z_2=\infty$ ∞	imaginair
K_π	imaginair	∞	reëel	0	0	imaginair

Wij teekenen hierbij nog aan dat K_τ en K_π in een dubbelen doorgelaten band reëel en eindig blijven, terwijl B zich van π naar nul en vervolgens weer naar π beweegt. Zobel heeft aangetoond dat dit steeds geschiedt in positieve richting aangezien B in een doorgelaten band voortdurend toeneemt.²⁾

De vergelijkingen voor den stroom, die in § 12 opgesteld zijn, worden nu voor de doorgelaten banden:

¹⁾ Zie ook: Otto J. Zobel: „Theory and design of Uniform and Composite Wave-Filters”, Bell System Technical Journal, Januari 1923 en J. R. Carson and O. J. Zobel: „Transient Oscillations in Electric Wave-Filters”, zelfde tijdschrift Juli 1923.

²⁾ Otto J. Zobel: „Theory and Design of Uniform and Composite Wave-Filters”, Bell System Technical Journal, Januari 1923, pag. 37.

$$\text{geval a) } \bar{I}_n = \frac{\bar{V}_0}{j \bar{K} \sin n B + \bar{Z}_n \cos n B} \quad (21)$$

$$\text{geval c) } \bar{I}_n = \frac{\bar{E}_0}{j \left(\bar{K} + \frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{K}} \right) \sin n B + 2 \bar{Z}_n \cos n B} \quad (22)$$

Daar nu B zich tusschen nul en π beweegt, beweegt nB zich hierin tusschen 0 en $n\pi$.

Doorloopen wij den band, dan treedt dus tengevolge hiervan een *periodieke variatie in den stroom op met een periode van $\frac{2\pi}{n}$* .

Bovendien echter verandert K , hetzij tusschen nul en oneindig of tusschen een eindige waarde en nul of oneindig. Dit heeft *een inverse variatie van den stroom tengevolge*. Het gecombineerde effect van deze beide verschijnselen kunnen wij als volgt samenvatten:

De stroom vertoont een aantal variaties gelijk aan dat van de karakteristieke impedantie doch in tegengestelden zin, met een periode van $\frac{2\pi}{n}$ hierop gesuperponeerd.

Naarmate de periode $\frac{2\pi}{n}$ kleiner is, wordt de kans grooter dat maxima of minima ervan samenvallen met maxima of minima van de andere variatie, m.a.w. de kans op bijzonder groote afwijkingen neemt toe. Om deze reden, gecombineerd met de later te bespreken nadeelige werking van den Ohmschen weerstand, past men altijd slechts een gering aantal (gelijke) cellen toe. Men ziet overigens tot welke hoogst ongewenschte verschijnselen de reflexie voert. In overeenstemming met het in § 12 gezegde staat geval c) er blijk-

baar het gunstigst voor, daar de term $\frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{K}}$ in omgekeerden zin verandert als K . Geval a) staat er daarentegen het slechtst voor, terwijl b) hier, zooals men gemakkelijk ziet, tusschenin staat.

Het spreekt van zelf dat het onaangename verschijnsel zich het minst doet voelen bij filters waarvan K tamelijk constant is in de doorgelaten banden.

Wij wijzen nog op twee andere interessante punten.

1. Bij een veelvoud van π wordt telkens $\sin nB = 0$ en $\cos nB = \pm 1$. Dit gebeurt in de banden $n - 1$ maal. Aangezien K ter plaatse niet nul of oneindig is, gaan de vergelijkingen voor den stroom hier over in:

$$\text{a) } \bar{I}_n = \frac{\bar{V}_o}{\bar{Z}_n} \quad \text{b) } \bar{I}_n = \frac{\bar{E}_o}{\bar{Z}_1 + \bar{Z}_n} \quad \text{c) } \bar{I}_n = \frac{\bar{E}_o}{2 \bar{Z}_n} \quad (23)$$

Zoodat hier het rendement 100 % is.

Bij de grenzen echter wordt de sinus ook nul, maar tengevolge van het gedrag van K wordt de eerste helft van de spanning onbepaald.

Men kan echter $\lim_{nB=0} \sin nB$ herleiden tot $2n \lim_{B=0} \sin \frac{B}{2}$ en $\lim_{nB=n\pi} \sin nB$ tot $2n \lim_{B=\pi} \cos \frac{B}{2}$, terwijl volgens (3) $\sin^2 \frac{B}{2} = -\frac{\bar{Z}_1}{4 \bar{Z}_2}$ is.

Met behulp van de vergelijkingen (9) vindt men dan de volgende limieten voor den eersten term van den noemer van (22):

$$\frac{\bar{Z}_1}{4 \bar{Z}_2} = 0 \left\{ \begin{array}{l} \bar{Z}_1 = 0 \\ \bar{Z}_2 = \infty \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} \text{T-filter} \\ -n \frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{Z}_2} \\ -n \bar{Z}_1 \\ -2n \frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{Z}_2} \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} \pi\text{-filter} \\ -n \frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{Z}_2} \\ -n \bar{Z}_1 \\ -2n \bar{Z}_1 \end{array} \right\} (24)$$

$$\frac{\bar{Z}_1}{4 \bar{Z}_2} = -1 \quad \left. \begin{array}{l} -2n \frac{\bar{Z}_n^2}{\bar{Z}_2} \\ -2n \bar{Z}_1 \end{array} \right\}$$

Voor geval c) kunnen wij nu den stroom aan de grenzen uitrekenen. Uit (17) blijkt ten overvloede ook reeds dat *de dempingsverhouding hier grooter dan de eenheid is*.

2. Bij de oneven veelvouden van $\frac{\pi}{2}$ wordt daarentegen de cosinus-term nul en de sinusterm ± 1 .

Voor geval a) wordt nu de stroom:

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{V}_o}{jK} \quad (25a)$$

En voor geval c)

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{E}_o}{j \left(K + \frac{\bar{Z}_n^2}{K} \right)} \quad (25c)$$

Bij geval a), constante generatorspanning, doet zich het merkwaardige verschijnsel voor, dat bij deze frequenties *de stroom onafhankelijk is van grootte en aard der belasting*. Wij komen hier later nog op terug.

(Wordt vervolgd).

Openbaar gemaakte Octrooiaanvragen op het gebied der Hoogfrequentietechniek.

No. 31530 Ned. Aanvraag ingediend 13 Oct. 1925, openbaar-gemaakt 16 Jan. 1928, voorrang vanaf 20 Nov. 1924, aanvullings-aanvraag bij hoofdoctrooi 17451.

Ettore Bellini, Enghien, Frankrijk.

Verbetering aan een richtingzoeker ten gebruike bij radiotelegrafie.

De uitvinding betreft een richtingzoeker volgens het hoofdoctrooi 17451, waarbij het middelpunt der raamwikkeling over een weerstand met aarde is verbonden, waarbij deze weerstand bestaat uit een zelfinductie met parallel een capaciteit. Op deze wijze wordt een geringere demping verkregen, dan met een gewonen weerstand.

Conclusie: „Verbetering aan een richtingzoeker ten gebruike bij radiotelegrafie, bestaande uit een raamantenne of uit twee loodrecht op elkander staande ramen, verbonden aan een radiogoniometer en met samenwerking van het raameffect en het verticaal-antenne-effect, waarbij een uiteinde van het raam of van de beweegbare spoel van den radiogoniometer verbonden is met den rooster van een thermionisch toestel, voor welk toestel een punt der gloeidraad-batterij is geaard, terwijl tevens het middelpunt van de raamwikkeling of de middelpunten van de vaste radiogoniometerspoelen te zamen met het middelpunt van de beweegbare spoel over een weerstand met de aarde is, respectievelijk zijn verbonden, met het kenmerk, dat de weerstand gevormd wordt door een zelfinductie met een capaciteit parallel geschakeld (filter), waarbij in den filter een of meer extra weerstanden kunnen zijn geschakeld”.

1 blz. 1 concl.

No. 32650 Ned. Aanvraag ingediend 19 Febr. 1926, openbaar-gemaakt 15 Nov. 1927, voorrang vanaf 24 Febr. 1925.

Marconi's Wireless Telegraph Co. Ltd. Londen.

Gericht radiostelsel.

De uitvinding betreft het concentreeren van energie door een antenne uitgezonden door middel van een parabolischen reflector. Men heeft echter gevonden dat men de parabool slechts tot een zekere grens kan uitbreiden, voorbij welke grens geen merkbare verbetering meer wordt verkregen. Volgens de uitvinding verkrijgt men een grootere energie-concentratie door meerdere parabolische reflectoren te gebruiken in welker brandpunten antennes geplaatst worden in een vlak dat loodrecht staat op de symmetrie-assen der

spiegels. Wanneer de trilling in de verschillende antennes in fase is, zullen de parabolische spiegels elkaar ondersteunen, waardoor een verbeterde concentratie wordt verkregen, die evenredig is aan de som van die van alle spiegels.

Conclusie: „Gericht antennestelsel, voorzien van een aantal uit verticale draden samengestelde parabolische spiegels, gekenmerkt doordat in de brandlijn van elken spiegel een antenne is aangebracht, welke antennes alle in dezelfde fase worden gehouden, zoodat een concentratie van de energie in één richting wordt verkregen, welke evenredig is met de som van de openingen van de spiegels, waarbij genoemde antennes in een vlak liggen loodrecht op de symmetrievlakken der spiegels”.

2 blz. 1 concl. 1 fig.

No. 33191 Ned. Ingediend 21 April 1926, openbaargemaakt 15 Febr. 1928 voorrang vanaf 28 April 1925.

Westinghouse Electric & Manuf. Comp. East Pittsburgh.

Thermionisch toestel, in het bijzonder bestemd voor korte golfzenders.

De uitvinding betreft een thermionischen generator voor zeer hoge frequenties en voor het opwekken van aanzienlijke energie. Dit is met de gewone buizen wegens de rooster-plaatcapaciteit niet goed mogelijk. Volgens de uitvinding worden twee stellen electroden in één vat aangebracht en worden de voor de generatorschakeling noodzakelijke onderlinge verbindingen tusschen de roosters der beide stellen electroden geheel en al binnen het vat gehouden. De anoden vormen een deel van den wand van het vat. De roosters worden verbonden door een zelfinductiespoel met een naar buiten voerende aftakking. Deze aftakking behoeft slechts een geringen stroom te voeren en kan dus zonder bezwaar door den wand van het vat worden gevoerd. Verder kan tusschen de anoden een buiten het vat gelegen spoel worden aangebracht, die inductief gekoppeld is met de roosterspoel.

Conclusie: „Thermionisch toestel, in het bijzonder bestemd voor korte golfzenders, bestaande uit twee in één vat ondergebrachte stellen electroden, waarvan ieder stel bestaat uit een kathode, een rooster en een anode en waarbij de anoden een deel van den wand van het vat vormen, met het kenmerk, dat de roosters binnen het vat zijn verbonden over een zelfinductiespoel, welke een naar buiten het vat voerende aftakking bezit”.

2 blz. 2 cond. 4 fig.

Het NEDERLANDSCH OCTROOI-BUREAU

(v.h. A. ELBERTS DOYER)

H. W. DAENDELS, ROLF VAN HASSELT & W. v. d. VLIET
INGENIEURS EN OCTROOIGEMACHTIGDEN

OPGERICHT IN 1888

HOOFDKANTOOR:

BIJKANTOOR:

DEN HAAG, Laan Copes v. Cattenburch 24 AMSTERDAM, Keizersgracht 224

BELAST ZICH MET HET AANVRAGEN VAN

OCTROOIEN (PATENTEN)

voor **Uitvindingen** op **Radio-** en elk ander gebied in alle landen der wereld, en het deponeren van **Handels-** en **Fabrieksmerken**.

VERBETERT UWE ONTVANGST DOOR GEBRUIK VAN

ASTRA SPOELEN

GROOTSTE GELUIDSTERKTE

— UITERSTE SELECTIVITEIT

Astra Basketspoelen

Geheel vrij gewikkeld van dubbel zijde-omsponnen draad, waardoor volkomen verliesvrij

Prijs per stel van 11 stuks No. 10-300

f 10.00

(Prospectus met golflengte-tabellen gratis op aanvraag)

Astra afgetakte Basketspoelen

Hiermede wordt op zeer eenvoudige en goedkope wijze de hoogst denkbare selectiviteit verkregen

Prijs per compleet stel van 4 afgetakte basketspoelen voor het geheele golfbereik

- 5.50

(Prospectus met beschrijving, foto's en schema's gratis op aanvraag)

Astra Solenoïd Spoelen

Voor ultra kortegolf ontvangst; gewikkeld van blank verzilverd koperdraad. **DE** ultra kortegolfspeel bij uitnemendheid

Prijs per stel van 6 stuks (voor golfbereik 5-75 M.),

- 10.00

(Prospectus met golflengte-tabel gratis op aanvraag)

Astra Inbouw Spoelen W O 3

Deze spoelen, toegerust met speciale spoelvoet-schakelaars, vormen het **ideale spoelenstel** voor inbouw in elken ontvanger met H.F. versterking

Prijs geheel compleet met schakelaars etc.

- 20.00

(Uitvoerig prospectus met beschrijving, schema's en foto's gratis op aanvraag)

N.V. ALG. RADIO IMPORT MIJ. „ARIM”

Nassau Ouwkerkstraat 3 - DEN HAAG

Banden Radio-Nieuws 1928

Prijs: f 1.40 afgehaald,

f 1.55 franco per post.

Levering uitsluitend na inzending van het bedrag aan het bureau van Radio-Nieuws:

LAAN VAN MEERDERVOORT 30, DEN HAAG

ULTRA-KORTEGOLF-ONTVANGST

KOMT EERST DAN TOT HAAR RECHT,
WANNEER U ALS STROOMBRONNEN DE
BEKENDE

VARTA

GLOEI- EN PLAATSTROOM-ACCU'S

GEbruikt

RADIO INRICHTING

Fa. Ch. VELTHUISEN

DEN HAAG Centrum

(Opgericht in 1891)

Tel. 16227 en 16228

Giro 28376



De Philips Krachtlamp F 704

V_f 7.5

I_f 1.25

V_a 450

g 3.8

S 2.1

R_i 1800

I_a 55

25 Watt

PRIJS f 36.--.



RADIO

— TOESTELLEN

— LUIDSPREKERS

— LAMPEN

De oudste ervaring — De modernste constructie

TELEFUNKEN

vert. door Siemens & Halske A. G.

DEN HAAG

Huygenspark 38-39