

Tijdschrift van het Nederlands Radiogenootschap

DEEL XVII No. 2

MAART 1952

Een woord tot onze leden.

In de jaren die achter ons liggen, is het Tijdschrift van ons Genootschap uitgegroeid tot een periodiek dat elke twee maanden verschijnt. Hoewel er in die jaren ongetwijfeld vele waardevolle artikelen in dit blad zijn verschenen, heeft de redactie zich afgevraagd, of de huidige inhoud voldoende een beeld geeft van de Nederlandse werkzaamheid op het gebied van de electronica en de telecommunicatie.

Voor vele leden is het Radiogenootschap de enige of de belangrijkste organisatie, waarin de activiteit van de leden op wetenschappelijk gebied uitgewisseld wordt. Daarmede hebben ons Genootschap en ons Tijdschrift een voorname taak, willen zij het „kennen en kunnen” van Nederland op genoemde gebieden vertegenwoordigen.

Naar aanleiding hiervan heeft de redactie zich afgevraagd of ons Tijdschrift, dat het resultaat is van *Uw* werk, en dat bestaat dank zij *Uw* geestelijke en materiële steun, geheel aan het bovengestelde doel beantwoordt. Zoals reeds op onze jaarvergadering van 31 Maart j.l. is aangekondigd, zou de redactie in dit verband gaarne de mening van onze leden willen peilen over een aantal punten, die op bijgaand formulier zijn opgenomen. Wij verzoeken U dringend, dit formulier zo spoedig mogelijk te willen invullen en aan de hoofdredacteur te willen terugzenden. Mogen degenen, die eigenlijk van het invullen en terugzenden van het formulier zouden willen afzien, bedenken, dat ook hun oordeel ondanks deze eerste impuls van belang is. Wij rekenen op *Uw* medewerking!

Redactie.

Prof. Ir B. D. H. Tellegen, erelid.



In haar vergadering van 31 Maart 1952 heeft het Nederlands Radiogenootschap zijn oud-voorzitter Prof. Tellegen tot erelid benoemd. De brief die het voorstel daartoe bevatte, noemt als redenen:

- 1°. diens grote verdiensten voor ontwikkeling der radio-wetenschap;
- 2°. zijn meer dan normale bijdrage voor het welzijn van het N.R.G., in het bijzonder tijdens zijn bestuursperiode.

Voor een ieder die Tellegen kent en van zijn werk enigszins op de hoogte is, behoeft het eerste feit wel nauwelijks toelichting. Ten overvloede zij verwezen naar bijgaande lijst van de publicaties die hij, alleen al in ons Tijdschrift, op zijn naam heeft staan. In het bijzonder zijn werk op het gebied van de pentode, van netwerksynthese en van de gyrator, zouden reeds voldoende zijn Tellegen in wetenschappelijk opzicht als ster van de eerste grootte aan te merken.

Hoewel daarover in ons Tijdschrift geen publicatie verschenen is, staat op Tellegen's naam ook de ontdekking van het Luxemburg effect.

Wat betreft zijn werkzaamheden voor ons Genootschap zij eraan herinnerd dat Tellegen, die sinds 1927 lid is, in 1940 in het Bestuur werd gekozen, aanvankelijk als vice-voorzitter, later als voorzitter. De organisatorische werkzaamheid beperkte zich echter niet hiertoe. Tellegen is o.m. bestuurslid geweest van drie symposiumcommissies (Piëzo-electriciteit in 1941, Diëlectrische en Magnetische verliezen in 1942 en Electronenemissie in 1944). Verder nam hij een werkzaam aandeel in de examenactiviteit van het Genootschap en in het overleg met de VEV.

Het voorgaande toont duidelijk aan dat Tellegen iemand is waarop ons Genootschap met recht trots kan zijn; het is een voorrecht dergelijke personen in onze kring te bezitten.

Wij wensen ons nieuwe erelid van harte geluk en hoewel wij er van doordrongen zijn dat van vele zijden beslag wordt gelegd op zijn tijd, hopen wij van harte, als van ouds, Tellegen vaak in ons midden te zien.

Literatuur door Tellegen in ons Tijdschrift gepubliceerd

- 1925 Het Electrostatistische veld van een triode.
- 1928 Eindversterker problemen.
- 1929 Overzicht betreffende de opwekking van Ultra Korte Golven.
- 1934 Nieuwe ontwikkelingen op het gebied van radio-ontvanglampen.
- 1940 Meetkundige configuraties en dualiteit van elektrische netwerken.
- 1941 Netwerksynthese, in het bijzonder de synthese van weerstandloze vierpolen.
- 1941 Phaenomenologie der piëzo-electriciteit.
- 1943 Enige beschouwingen over gekoppelde kringen.
- 1946 Het bepalen van de integratieconstanten bij de berekening van in- en uitschakelverschijnselen.
- 1948 Zijn er naast capaciteiten, weerstanden, zelfinducties en wederzijdse inducties nog andere soortgelijke grootheden denkbaar?
- 1950 De krachten tussen twee stroomgeleiders.

J. J. V.

Het beginsel van Huygens bij Buigingsproblemen

door J. P. Schouten en A. T. de Hoop

Voordracht gehouden door A. T. de Hoop voor het Nederlands Radiogenootschap
op 3 December 1951.

SUMMARY

Following a method given by A. G. Clavier³⁾ Huygens' Principle for electromagnetic waves is derived directly from Maxwell's equations in fact without making use of fictitious magnetic charge and current densities. After establishing different forms of Huygens' Principle it is shown that if the surface S over which the integrals have to be extended degenerates into an infinite plane, the obtained expressions are equivalent to those made plausible by W. R. Smythe⁶⁾.

Inleiding.

Van de buigingsproblemen, die bij de techniek der zeer hoge frequenties (in de orde van 3000 Mhz) naar voren komen, zijn in vele gevallen nog geen strenge oplossingen bekend; enkele voorbeelden hiervan zijn: het veld van een spleetantenne, de buiging van een vlakke e.m. golf aan een omwentelingsparaboloïde en het veld van een kaasantenne, die gevoed wordt door een elektromagnetische hoorn.

Buigingsproblemen, waarvan wel strenge oplossingen bekend zijn, worden gevormd door de buiging van een vlakke e.m. golf aan een oneindig dun, oneindig goed geleidend halfvlak (A. Sommerfeld)¹⁾, de buiging van een vlakke e.m. golf aan een oneindig dunne, oneindig goed geleidende, cirkelvormige vlakke schijf en het daarmee complementaire probleem van de buiging van een vlakke e.m. golf aan een cirkelvormige opening in een oneindig groot, oneindig dun, oneindig goed geleidend vlak scherm*) (J. Meixner en W. Andrejewski)²⁾.

*) Wanneer in het hierna volgende gesproken wordt over een scherm, is steeds bedoeld een scherm, dat oneindig dun en oneindig goed geleidend is.

In die gevallen echter, waarin nog geen strenge oplossing bestaat, vraagt de techniek om een zekere, voor de practijk voldoende benadering. Om hiertoe te geraken, wordt in enkele gevallen uitgegaan van een bekend veronderstelde waarde van de elektrische en/of de magnetische veldsterkte op een gegeven oppervlak, dat geschikt gekozen is (b.v. in de mond van een golfpijp of bij een spleetantenne in de spleet in het vlak van het scherm). Zo komt men tot de opgave de elektrische en de magnetische veldsterkte in een willekeurig punt van de ruimte uit te drukken in de waarde van de elektrische en/of de magnetische veldsterkte op een gegeven oppervlak. Dit probleem, waarvan de oplossing, met de restrictie, dat er geen terugstraling optreedt, het beginsel van Huygens weergeeft, komt aan de orde in § 1 en § 2. De aldaar gegeven afleiding is in principe afkomstig van A. G. Clavier³⁾. Zijn resultaten (die niet geheel juist zijn) worden hier gecorrigeerd en bovendien zodanig uitgebreid, dat, voor e.m. velden, die enkelvoudig harmonisch van de tijd afhangen, de in § 2 gegeven formules (2.12), (2.13), (2.14) en (2.15) overeenstemmen met die van J. A. Stratton⁴⁾, die deze uitdrukkingen langs andere weg verkregen heeft.

In het geval, dat bovengenoemd oppervlak een plat vlak is, worden de formules (1.19) en (1.20) uit § 1 aanzienlijk vereenvoudigd; dan zijn nl. de elektrische en de magnetische veldsterkte in een willekeurig punt van de ruimte uit te drukken in de tangentiële component van of de elektrische of de magnetische veldsterkte in het genoemde vlak. De hierop betrekking hebbende in § 3 gegeven resultaten (3.5) en (3.6) zijn reeds gebruikt door H. A. Bethe⁵⁾ en W. R. Smythe⁶⁾, echter zonder de in het hier volgende artikel gegeven motivering. Op andere, zeer elegante wijze zijn H. Levine en J. Schwinger⁷⁾ tot (3.5) en (3.6) gekomen, door gebruik te maken van een vectoranalogon van het theorema van Green en een functie van Green in tensorvorm in te voeren.

1. *Integratie van de veldvergelijkingen.*

Uitgangspunt vormen de vergelijkingen von Maxwell voor een homogeen en isotroop medium

$$\nabla \times \vec{H} - \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{J} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (1.2)$$

en de aanvullende betrekkingen

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.4)$$

waarin \vec{H} de magnetische veldsterkte in A/m , \vec{E} de elektrische veldsterkte in V/m , \vec{J} de dichtheid van de geleidingsstroom in A/m^2 , ρ de dichtheid van de ware ladingen in C/m^3 , μ de permeabiliteit in H/m en ε de diëlectrische constante in F/m voorstelt. De vergelijkingen zijn dus geschreven in het gerationaliseerde stelsel van Giorgi (*mks*-stelsel).

In de onderstelling, dat het deel van de grootheid ρ , dat niet met de tijd varieert, nul is (dus geen electrostatische ladingen), kan voor de veldgrootheden \vec{E} en \vec{H} in een willekeurig punt P van de ruimte een uitdrukking gevonden worden door middel van de vectorpotential \vec{A} , die gegeven wordt door

$$\vec{A}_P = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}^*}{r} dv \quad (1.5)$$

waarin de integratie uitgestrekt dient te worden over de gehele oneindige ruimte. In de integrand betekent \vec{J}^* , dat de waarde van \vec{A}_P ten tijde t bepaald wordt door de waarde van \vec{J} ten tijde $t - \frac{r}{c}$, waarin c de voortplantingssnelheid van electromagnetische golven in het beschouwde medium is en r de afstand van het stelpunt P tot het betreffende stroomelement $\vec{J}dv$ voorstelt. Aangenomen wordt, dat \vec{J} een zodanige functie is, dat de integraal in (1.5) bestaat.

Dan geldt

$$\vec{H}_P = \frac{1}{\mu} \nabla_P \times \vec{A}_P \quad (1.6)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} = \nabla_P \times \vec{H}_P = \frac{1}{\mu} \nabla_P \times \nabla_P \times \vec{A}_P \quad (1.7)$$

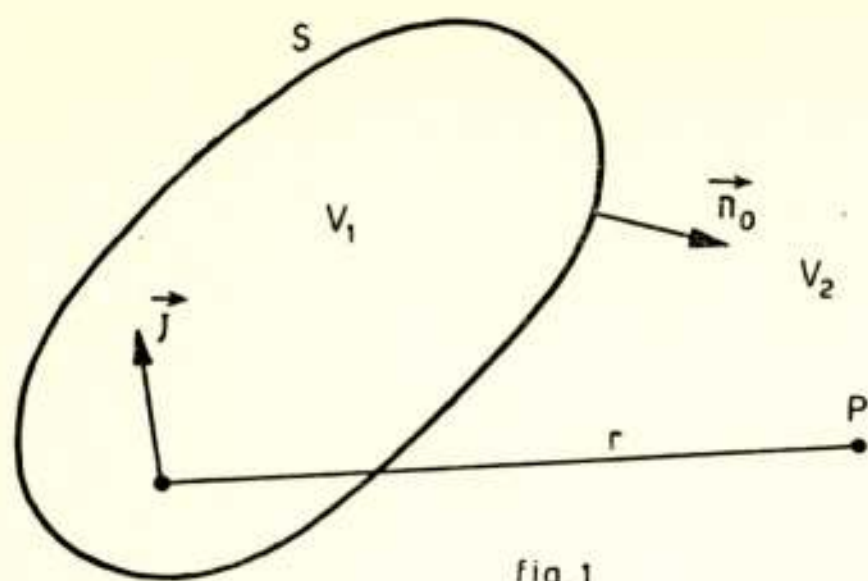


fig 1

mits \vec{J} in het punt P gelijk aan nul is. ∇_P geeft aan, dat de operator ∇ toegepast wordt op de coördinaten van punt P .

Het gebied V (de gehele oneindige ruimte) wordt nu gesplitst in twee delen, nl. een gebied V_1 en een gebied V_2 , waarbij V_2 het niet begrensde deel van V is (zie fig. 1).

Beide gebieden worden gescheiden door het gesloten oppervlak S .

De uitdrukkingen voor \vec{H}_P en $\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ worden dan

$$\vec{H}_P = \frac{1}{\mu} \nabla_P \times \frac{\mu}{4\pi} \int_{V_1+V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \quad (1.8)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \nabla_P \times \nabla_P \times \frac{\mu}{4\pi} \int_{V_1+V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \quad (1.9)$$

Punt P zij nu een punt van gebied V_2 ; de volumeintegraal $\int_{V_1} \frac{\vec{J}^*}{r} dv$ over V_1 is dan te herleiden tot een integraal van de

waarden van \vec{E} en \vec{H} in het gebied V_1 . Deze waarden zullen worden aangeduid met \vec{E}_o resp. \vec{H}_o , terwijl de operator ∇ , die toegepast wordt op de coördinaten van de punten van V_1 aangegeven zal worden met ∇_o .

Daar

$$\frac{\vec{J}^*}{r} = \frac{(\nabla_o \times \vec{H}_o)^*}{r} - \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_o}{\partial t} \frac{1}{r} \quad (1.10)$$

en

$$\frac{(\nabla_o \times \vec{H}_o)^*}{r} = \nabla_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} + \nabla_P \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \quad (1.11)$$

geldt

$$\frac{\vec{J}^*}{r} = \nabla_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} + \nabla_P \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} - \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_o^*}{\partial t r} \quad (1.12)$$

Uit (1.2) volgt

$$\mu \frac{\partial \vec{H}_o^*}{\partial t} = - \nabla_o \times \vec{E}_o^*$$

dus

$$\mu \frac{\partial \vec{H}_o^*}{\partial t r} = - \frac{(\nabla_o \times \vec{E}_o^*)^*}{r} = - \nabla_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} - \nabla_P \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \quad (1.13)$$

Gebruik makend van (1.13), (1.12) en (1.8) vindt men dan

$$\begin{aligned} 4 \pi \mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} &= \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) dv - \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) dv - \\ &\quad - \nabla_P \times \int_{V_1} \left(\nabla_P \times \nabla_P \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}_o^*}{\partial t^2} \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) dv + \\ &\quad + \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (1.14)$$

De derde term in het rechterlid van (1.14) is echter gelijk aan nul, want

$$\begin{aligned} &\nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv + \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv = \\ &= \nabla_P \left(\nabla_P \cdot \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv \right) - \nabla_P^2 \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv + \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv \\ &= \nabla_P \left(\nabla_P \cdot \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv \right) \end{aligned}$$

daar $\int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv$ aan de golfvergelijking voldoet, en

$$\nabla_P \times \nabla_P \left(\nabla_P \cdot \int_{V_1} \frac{\vec{E}_o^*}{r} dv \right) = 0$$

zodat dus

$$4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} = \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) dv - \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) dv +$$

$$+ \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}_o^*}{r} dv \quad (1.15)$$

Op analoge wijze wordt (1.9) herleid. Het resultaat is

$$4\pi\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} = \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) dv + \varepsilon \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) dv +$$

$$+ \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_2} \frac{\vec{J}_o^*}{r} dv \quad (1.16)$$

Met behulp van een der stellingen van Gauss worden de volumeintegralen over V_1 omgezet in oppervlakteintegralen over S .

$$\int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) dv = \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds \quad (1.17)$$

$$\int_{V_1} \left(\nabla_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) dv = \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds \quad (1.18)$$

Hierin is \vec{n}_o de eenheidsvector in de richting van de normaal op oppervlak S , gericht van V_1 naar V_2 .

Substitutie van (1.17) en (1.18) in (1.15) en (1.16) geeft

$$4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} = \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds - \nabla_P \times \nabla_P \times \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds$$

$$+ \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}_o^*}{r} dv \quad (1.19)$$

$$4\pi\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} = \nabla_P \times \nabla_P \times \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds + \varepsilon \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds$$

$$+ \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \quad (1.20)$$

Wanneer S zodanig wordt gekozen, dat overal in V_2 geldt $\vec{J} = 0$, dan wordt de laatste term in (1.19) en (1.20) gelijk aan nul.

Zijn dus $\vec{n}_o \times \vec{H}_o$ en $\vec{n}_o \times \vec{E}_o$ op een gesloten oppervlak S , dat een systeem van stromen en ladingen geheel omgeeft, bekend, dan volgen uit (1.19) en (1.20) de waarden van $\frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$ en $\frac{d \vec{E}_P}{\partial t}$ in een willekeurig punt P buiten S .

2. Mathematische formulering van het principe van Huygens.

In de uitdrukkingen (1.19) en (1.20) voor $4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$ resp. $4\pi\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ kunnen de operaties ∇_P onder het integraalteken worden uitgevoerd. Fysisch wil dit zeggen, dat van elk oppervlakte-element dS van S de bijdrage tot $4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$ en $4\pi\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ bepaald wordt, waarna deze bijdragen over het oppervlak S geïntegreerd worden. Hierbij moet rekening gehouden worden met eventuele discontinuïteiten van \vec{H}_o en \vec{E}_o op het oppervlak S . Mathematisch komen deze tot uiting in lijnintegralen langs de krommen, waarlangs \vec{H}_o en \vec{E}_o discontinu zijn.

Beschouwd wordt nu de bijdrage tot $4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$ en $4\pi\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ van een deel ΔS van het oppervlak S .

De eerste term in het rechterlid van (1.19) wordt

$$\mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds = \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \nabla_P \times \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds. \quad (2.1)$$

Deze blijft verder ongewijzigd.

De tweede term in het rechterlid van (1.19) wordt

$$\begin{aligned}
 -\nabla_P \times \nabla_P \times \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds &= -\nabla_P \int_{\Delta S} \nabla_P \cdot \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds + \\
 &+ \nabla_P^2 \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds.
 \end{aligned}$$

Nu volgt uit (1.13)

$$\begin{aligned}
 -\int_{\Delta S} \nabla_P \cdot \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds &= \int_{\Delta S} \vec{n}_o \cdot \left(\nabla_P \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds = \\
 &= -\int_{\Delta S} \vec{n}_o \cdot \left(\nabla_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds - \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \cdot \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds \\
 &= -\int_C \frac{\vec{E}_o^*}{r} \cdot d\vec{l} - \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \cdot \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds
 \end{aligned}$$

waarin C de rand van ΔS is.

Daar $\int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds$ aan de golfvergelijking voldoet, is dus

$$\begin{aligned}
 -\nabla_P \times \nabla_P \times \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds &= \nabla_P \int_C \frac{\vec{E}_o^*}{r} \cdot d\vec{l} + \mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla_P \int_{\Delta S} \frac{\vec{n}_o \cdot \vec{H}_o^*}{r} ds \\
 &+ \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds \tag{2.2}
 \end{aligned}$$

Hiermede wordt (1.19)

$$\begin{aligned}
 4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} &= \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \nabla_P \times \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds - \mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla_P \int_{\Delta S} \frac{\vec{n}_o \cdot \vec{H}_o^*}{r} ds + \\
 &+ \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{\Delta S} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds - \nabla_P \int_C \frac{\vec{E}_o^*}{r} d\vec{l} +
 \end{aligned}$$

$$+ \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \quad (2.3)$$

Op grond van de symmetrie in de vergelijkingen van Maxwell, geldig in een punt P , waar $\vec{J} = 0$, kan men de analoge uitdrukking voor $4 \pi \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ verkrijgen door in de eerste vier termen in het rechterlid van (2.3) \vec{E}_0 door $-\vec{H}_0$ en ε door μ te vervangen en omgekeerd. Het resultaat is

$$\begin{aligned} 4 \pi \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} &= \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \nabla_P \times \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{E}_0^*}{r} \right) ds - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \nabla_P \int_{\Delta S} \frac{\vec{n}_0 \cdot \vec{E}_0^*}{r} ds - \\ &- \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{\Delta S} \left[\vec{n}_0 \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right] ds + \nabla_P \int_C \frac{\vec{H}_0^*}{r} \cdot d\vec{l} + \\ &+ \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (2.4)$$

In het geval, dat het oppervlak S zodanig wordt gekozen, dat op S geldt $\nabla_0 \cdot \vec{E}_0 = 0$, kunnen de uitdrukkingen (2.3) en (2.4) nog in een andere gedaante worden gebracht. Daartoe wordt gebruik gemaakt van de volgende betrekkingen uit de vectoranalyse

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad \nabla_P \times \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) &= \vec{n}_0 \times \left(\nabla_P \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) - (\vec{n}_0 \times \nabla_P) \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \\ \text{b)} \quad \vec{n}_0 \times \left(\nabla_P \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) &= \nabla_P \left(\frac{\vec{n}_0 \cdot \vec{H}_0^*}{r} \right) - (\vec{n}_0 \cdot \nabla_P) \frac{\vec{H}_0^*}{r} \\ \text{c)} \quad (\vec{n}_0 \times \nabla_P) \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} &= \frac{[(\vec{n}_0 \times \nabla_0) \times \vec{H}_0^*]^*}{r} - (\vec{n}_0 \times \nabla_0) \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \\ \text{d)} \quad (\vec{n}_0 \times \nabla_0) \times \vec{H}_0 &= \vec{n}_0 \times (\nabla_0 \times \vec{H}_0) + (\vec{n}_0 \cdot \nabla_0) \vec{H}_0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

daar $\nabla_0 \cdot \vec{H}_0 = 0$.

Dezelfde betrekkingen gelden eveneens voor \vec{E}_o , daar S zodanig gekozen is, dat $\nabla_o \cdot \vec{E}_o = 0$.

Met de relaties (2.5) wordt voor de eerste term in het rechterlid van (2.3) gevonden

$$\begin{aligned} \nabla_P \times \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) &= \nabla_P \left(\frac{\vec{n}_o \cdot \vec{H}_o^*}{r} \right) - (\vec{n}_o \cdot \nabla_P) \frac{\vec{H}_o^*}{r} - \\ &- \frac{[(\vec{n}_o \times \nabla_o) \times \vec{H}_o^*]^*}{r} + (\vec{n}_o \times \nabla_o) \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Verder volgt uit (1.1)

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) &= \frac{[\vec{n}_o \times (\nabla_o \times \vec{H}_o^*)]^*}{r} = \\ &= \frac{[(\vec{n}_o \times \nabla_o) \times \vec{H}_o^*]^*}{r} - \frac{[(\vec{n}_o \cdot \nabla_o) \vec{H}_o^*]^*}{r} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Substitutie van (2.6) en (2.7) in (2.3) geeft

$$\begin{aligned} 4 \pi \mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} &= - \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \left\{ (\vec{n}_o \cdot \nabla_P) \frac{\vec{H}_o^*}{r} + \frac{[(\vec{n}_o \cdot \nabla_o) \vec{H}_o^*]^*}{r} \right\} ds + \\ &+ \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} (\vec{n}_o \times \nabla_o) \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} ds - \nabla_P \int_C \frac{\vec{E}_o^*}{r} \cdot d\vec{l} + \\ &+ \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (2.8)$$

Volgens een van de stellingen van Stokes is

$$\int_{\Delta S} (\vec{n}_o \times \nabla_o) \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} ds = - \int_C \frac{\vec{H}_o^*}{r} \times d\vec{l} \quad (2.9)$$

Hiermede wordt (2.8)

$$4 \pi \mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} = - \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \left\{ (\vec{n}_o \cdot \nabla_P) \frac{\vec{H}_o^*}{r} + \frac{[(\vec{n}_o \cdot \nabla_o) \vec{H}_o^*]^*}{r} \right\} ds -$$

$$\begin{aligned}
 & - \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_C \frac{\vec{H}_o^*}{r} \times \vec{dl} - \nabla_P \int_C \frac{\vec{E}_o^*}{r} \cdot \vec{dl} + \\
 & + \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

De analoge uitdrukking voor $4 \pi \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ luidt

$$\begin{aligned}
 4 \pi \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} = & - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta S} \left\{ \left(\vec{n}_o \cdot \nabla_P \right) \frac{\vec{E}_o^*}{r} + \frac{[(\vec{n}_o \cdot \nabla_o) \vec{E}_o^*]}{r} \right\} ds - \\
 & - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_C \frac{\vec{E}_o^*}{r} \times \vec{dl} + \nabla_P \int_C \frac{\vec{H}_o^*}{r} \cdot \vec{dl} + \\
 & + \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

De uitdrukkingen (2.3) en (2.10) geven de bijdrage van het beschouwde deel ΔS van S tot de waarde van $4 \pi \mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$, de corresponderende uitdrukkingen (2.4) en (2.11) de bijdrage tot de waarde van $4 \pi \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$. Teneinde \vec{H}_P en \vec{E}_P te bepalen, moeten de oppervlakteintegralen uitgestrekt worden over het gehele oppervlak S . Indien nu \vec{H}_o en \vec{E}_o op S continu zijn, vallen de lijnintegralen tegen elkaar weg, daar langs elke kromme heen en terug geïntegreerd wordt; zijn echter \vec{H}_o en \vec{E}_o op S niet continu, dan houdt men in de resulterende uitdrukking voor $4 \pi \mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$ en $4 \pi \varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ lijnintegralen langs de discontinuïteiten over. Hierbij dient het verschil tussen de limietwaarden van \vec{H}_o resp. \vec{E}_o aan weerszijden van de betreffende kromme C in rekening te worden gebracht. Geeft men deze lijnintegralen symbolisch aan met \int_C en de oppervlakteintegralen over het ge-

sloten oppervlak S met \int_S dan heeft men tenslotte

$$\begin{aligned}
 4\pi\mu\frac{\partial\vec{H}_P}{\partial t} &= \mu\frac{\partial}{\partial t}\int_S\nabla_P\times\left(\vec{n}_o\times\frac{\vec{H}_o^*}{r}\right)ds - \mu\frac{\partial}{\partial t}\nabla_P\int_S\frac{\vec{n}_o\cdot\vec{H}_o^*}{r}ds + \\
 &+ \varepsilon\mu\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_S\left(\vec{n}_o\times\frac{\vec{E}_o^*}{r}\right)ds - \nabla_P\int_S\frac{\vec{E}_o^*}{r}\cdot d\vec{l} + \\
 &+ \mu\nabla_P\times\frac{\partial}{\partial t}\int_{V_2}\frac{\vec{J}^*}{r}dv
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

uit (2.3),

$$\begin{aligned}
 4\pi\varepsilon\frac{\partial\vec{E}_P}{\partial t} &= \varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\int_S\nabla_P\times\left(\vec{n}_o\times\frac{\vec{E}_o^*}{r}\right)ds - \varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\nabla_P\int_S\frac{\vec{n}_o\cdot\vec{E}_o^*}{r}ds - \\
 &- \varepsilon\mu\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_S\left(\vec{n}_o\times\frac{\vec{H}_o^*}{r}\right)ds + \nabla_P\int_C\frac{\vec{H}_o^*}{r}\cdot d\vec{l} + \\
 &+ \nabla_P\times\nabla_P\times\int_{V_2}\frac{\vec{J}^*}{r}dv
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

uit (2.4),

$$\begin{aligned}
 4\pi\mu\frac{\partial\vec{H}_P}{\partial t} &= -\mu\frac{\partial}{\partial t}\int_S\left\{\left(\vec{n}_o\cdot\nabla_P\right)\frac{\vec{H}_o^*}{r} + \frac{[(\vec{n}_o\cdot\nabla_o)\vec{H}_o^*]}{r}\right\}ds - \\
 &- \mu\frac{\partial}{\partial t}\int_C\frac{\vec{H}_o^*}{r}\times d\vec{l} - \Delta_P\int_S\frac{\vec{E}_o^*}{r}\cdot d\vec{l} + \\
 &+ \mu\nabla_P\times\frac{\partial}{\partial t}\int_{V_2}\frac{\vec{J}^*}{r}dv
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

uit (2.10) en

$$4\pi\varepsilon\frac{\partial\vec{E}_P}{\partial t} = -\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\int_S\left\{\left(\vec{n}_o\cdot\nabla_P\right)\frac{\vec{E}_o^*}{r} + \frac{[(\vec{n}_o\cdot\nabla_o)\vec{E}_o^*]}{r}\right\}ds -$$

$$\begin{aligned}
 & -\epsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_C \frac{\vec{E}_0^*}{r} \times d\vec{l} + \nabla_P \int_C \frac{\vec{H}_0^*}{r} \cdot d\vec{l} + \\
 & + \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

uit (2.11).

Wanneer dus op een zeker gesloten oppervlak S , dat een systeem van stromen en ladingen geheel omgeeft, de elektrische en de magnetische veldsterkte bekend zijn, kan men met behulp van (2.12) en (2.13) of (2.14) en (2.15) de elektrische en de magnetische veldsterkte in een willekeurig punt P buiten S uitdrukken in de waarden van genoemde veldsterkten op S .

Bij de formulering in (2.12), (2.13), (2.14) en (2.15) moeten daartoe de normale en de tangentiële component van zowel \vec{E}_0 als \vec{H}_0 op S bekend zijn; bij de formulering in (1.19) en (1.20) hoeft men, om hetzelfde probleem op te lossen, slechts de tangentiële component van zowel \vec{E}_0 als \vec{H}_0 op S te kennen. Krachtens het eenduidigheidstheorema is echter een e.m. veld in de ruimte eenduidig bepaald door de waarde van de tangentiële component van \vec{E} of die van \vec{H} op een gesloten oppervlak; de overige componenten zijn dus door één van de genoemde componenten eenduidig vastgelegd.

In § 3 zal aangetoond worden, dat voor het geval, dat S een plat vlak is, de elektrische en de magnetische veldsterkte in een punt van de ruimte te bepalen zijn uit of alleen de tangentiële component van \vec{E} of alleen die van \vec{H} op het oppervlak S .

Stratton en Chu ⁸⁾ hebben, uitgaande van (2.14) en (2.15), berekend de buiging van een vlakke e.m. golf aan een rechtehoekige opening in een vlak scherm. In hun publicatie is daartoe ondersteld, dat in de opening het e.m. veld de ongestoorde waarde aanneemt en dat op het scherm het e.m. veld identiek gelijk aan nul is. De integraties moeten dan worden uitgestrekt over de opening en langs de rand ervan. Het aldus berekende veld voldoet echter niet aan de randvoorwaarden op het scherm (tangentiële component van de elektrische en normale component van de magnetische veldsterkte gelijk aan nul). Teneinde nu een veld te verkrijgen, dat wel aan de randvoorwaarden op het scherm voldoet, is op het berekende veld gesuperponeerd

een veld, dat zou ontstaan door reflectie van het berekende veld aan een oneindig goed geleidend vlak ter plaatse van het scherm.

Smythe ⁶⁾ heeft ingezien, dat men het aldus ontstane totale veld ook kan verkrijgen door uit te gaan van de dubbele waarde van een der oppervlakte-integralen uit (1.19) en (1.20).

Daarvoor is natuurlijk de integraal met de integrand $\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r}$

het meest geschikt, daar op het scherm $\vec{n}_o \times \vec{E}_o = 0$ en men dus alleen over de opening hoeft te integreren. In § 3 zal worden bewezen, dat, indien men de exacte waarden van $\vec{n}_o \times \vec{E}_o$ en $\vec{n}_o \times \vec{H}_o$ gebruikt, de hier aangeduide methode exact is. Die exacte waarden zijn echter in het beschouwde voorbeeld niet bekend.

Tot nog toe is steeds ondersteld, dat punt P in het gebied V_2 ligt; voor de oppervlakte-integralen in (1.19) en (1.20) geldt dan op grond van de herleidingen in § 1

$$\begin{aligned} \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds - \nabla_P \times \nabla_P \times \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds = \\ = \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_1} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (2.16)$$

en

$$\begin{aligned} \varepsilon \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds + \nabla_P \times \nabla_P \times \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds = \\ = \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_1} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (2.17)$$

Hierin zijn $\vec{n}_o \times \vec{H}_o$ en $\vec{n}_o \times \vec{E}_o$ op oppervlak S bekend veronderstelde velden. In het geval, dat punt P in gebied V_1 ligt, kan men dan schrijven

$$\begin{aligned} \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds - \nabla_P \times \nabla \times_P \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds = \\ = - \mu \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (2.18)$$

en

$$\begin{aligned} \varepsilon \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds + \nabla_P \times \nabla_P \times \int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds = \\ = - \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{V_2} \frac{\vec{J}^*}{r} dv \end{aligned} \quad (2.19)$$

waarbij het $-$ teken in het rechterlid van (2.18) en (2.19) veroorzaakt wordt door het feit, dat \vec{n}_o weer van V_1 naar V_2 wijst.

In het hierna volgende zal steeds worden aangenomen, dat S zodanig is gekozen, dat overal in gebied V_2 geldt $\vec{J} = 0$. Dan blijkt uit (2.18) en (2.19), dat, in het geval dat punt P in gebied V_1 ligt, de linkerleden van (2.18) en (2.19) gelijk aan nul zijn. De oppervlakte-integralen in (2.18) en (2.19) zijn dus als functie van de plaats discontinu: als punt P buiten S ligt, geven

zij de waarde van $4\pi\mu \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t}$ resp. $4\pi\varepsilon \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t}$ en als punt P

binnen S ligt, geven zij de waarde nul.

Physisch gesproken geven de bekend veronderstelde waarden van \vec{H}_o en \vec{E}_o op S *alleen een veld naar buiten*; er vindt dus geen „terugstraling” plaats. Men kan derhalve (1.19), (1.20), (2.12), (2.13), (2.14) en (2.15) beschouwen als mathematische formuleringen van het principe van Huygens.

3. Buiging aan vlakke schermen.

Beschouwd wordt nu de buiging aan een vlak scherm, dat samenvalt met het vlak $z = 0$ (zie fig. 2a). Gevraagd wordt het e.m. veld in het deel van de ruimte, waar $z > 0$, wanneer van de zijde der negatieve z -as een e.m. golf invalt. Als oppervlak S wordt gekozen de halve bol $x^2 + y^2 + z^2 = R^2$, $z \geq 0$ en het deel van het scherm $x^2 + y^2 \leq R^2$, $z \rightarrow 0$, $z > 0$ (zie fig. 2b). Wanneer de straal van de bol, R , onbepaald toeneemt, naderen de

oppervlakte-integralen $\int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds$ en $\int_S \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds$ over de

halve bol tot nul krachtens de uitstralingsvoorwaarde.

Voor een willekeurig punt P met coördinaten x_P, y_P, z_P geldt dan op grond van (1.19) en (1.20)

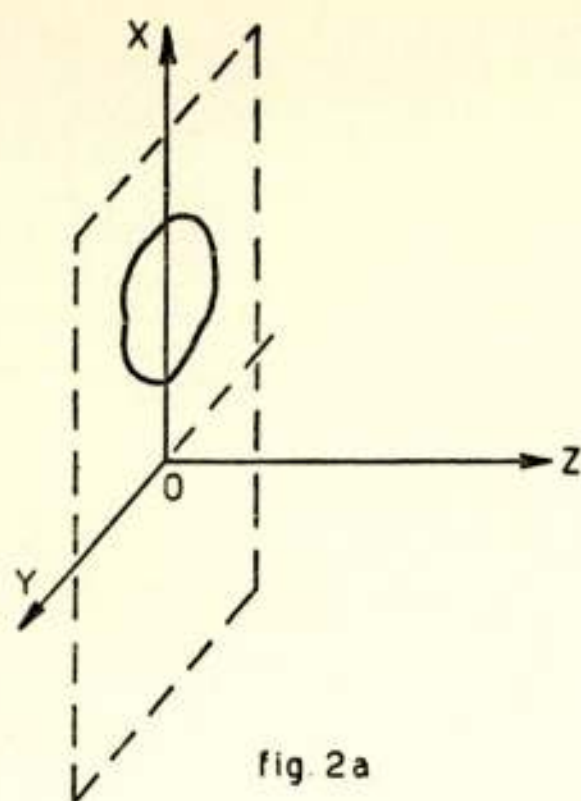


fig. 2a

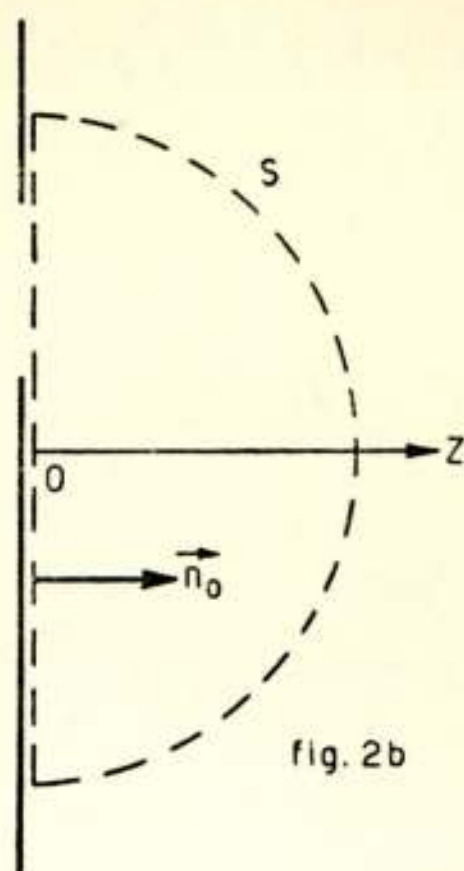


fig. 2b

$$\nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) ds - \frac{1}{\mu} \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{E}_0^*}{r} \right) ds = 4\pi \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} \quad (3.1)$$

en

$$\nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{E}_0^*}{r} \right) ds + \frac{1}{\varepsilon} \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) ds = 4\pi \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} \quad (3.2)$$

indien $z_P > 0$, terwijl de linkerleden van (3.1) en (3.2) gelijk zijn aan nul, indien $z_P < 0$. De oppervlakte-integralen dienen te worden uitgestrekt over het vlak $z \rightarrow 0$, $z > 0$.

Teneinde een betrekking te vinden tussen de beide termen in het linkerlid van (3.1), wordt nagegaan de waarde van de oppervlakte-integralen in twee punten, die gespiegeld liggen ten opzichte van $z = 0$. Stel daartoe, indien alleen het argument z_P wordt aangegeven

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) ds = a_x''(z_P) \vec{i}_x + a_y''(z_P) \vec{i}_y$$

$$\nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{H}_0^*}{r} \right) ds = a_x'(z_P) \vec{i}_x + a_y'(z_P) \vec{i}_y + a_z'(z_P) \vec{i}_z$$

$$\frac{1}{\mu} \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{E}_0^*}{r} \right) ds = b_x'''(z_P) \vec{i}_x + b_y'''(z_P) \vec{i}_y$$

$$\nabla_P \times \frac{1}{\mu} \int_{\dot{S}} \left(\vec{n}_0 \times \frac{\vec{E}_0^*}{r} \right) ds = b_x''(z_P) \vec{i}_x + b_y''(z_P) \vec{i}_y + b_z''(z_P) \vec{i}_z$$

$$\nabla_P \times \nabla_P \times \frac{1}{\mu} \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds = b'_x(z_P) \vec{i}_x + b'_y(z_P) \vec{i}_y + b'_z(z_P) \vec{i}_z$$

In de integranden komt de z_P alleen kwadratisch voor. Vervangt men dus in de bovengenoemde uitdrukkingen z_P door $-z_P$, dan geldt

$$a''_x(z_P) = a''_x(-z_P); \quad a''_y(z_P) = a''_y(-z_P);$$

$$a'_x(z_P) = -a'_x(-z_P); \quad a'_y(z_P) = -a'_y(-z_P); \quad a'_z(z_P) = a'_z(-z_P)$$

en

$$b'''_x(z_P) = b'''_x(-z_P); \quad b'''_y(z_P) = b'''_y(-z_P);$$

$$b''_x(z_P) = -b''_x(-z_P); \quad b''_y(z_P) = -b''_y(-z_P); \quad b''_z(z_P) = b''_z(-z_P);$$

$$b'_x(z_P) = b'_x(-z_P); \quad b'_y(z_P) = b'_y(-z_P); \quad b'_z(z_P) = -b'_z(-z_P).$$

Neemt men $z_P > 0$, dan volgt uit deze relaties, daar voor $z_P < 0$ het linkerlid van (3.1) gelijk aan nul wordt,

$$a'_x(-z_P) = b'_x(-z_P); \quad a'_y(-z_P) = b'_y(-z_P); \quad a'_z(-z_P) = b'_z(-z_P)$$

dus

$$a'_x(z_P) = -b'_x(z_P); \quad a'_y(z_P) = -b'_y(-z_P); \quad a'_z(z_P) = -b'_z(z_P)$$

Hieruit volgt voor $z_P > 0$

$$\nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds = -\frac{1}{\mu} \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds \quad (3.3)$$

Op analoge wijze blijkt, dat, eveneens voor $z_P > 0$, geldt

$$\nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds = \frac{1}{\varepsilon} \nabla_P \times \nabla_P \times \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds \quad (3.4)$$

Hiermede worden (3.1) en (3.2) voor $z_P > 0$

$$2\pi \frac{\partial \vec{H}_P}{\partial t} = \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{H}_o^*}{r} \right) ds \quad (3.5)$$

$$2\pi \frac{\partial \vec{E}_P}{\partial t} = \nabla_P \times \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{S}} \left(\vec{n}_o \times \frac{\vec{E}_o^*}{r} \right) ds \quad (3.6)$$

Indien de exacte waarden van $\vec{n}_0 \times \vec{H}_0$ en $\vec{n}_0 \times \vec{E}_0$ in (3.5) en (3.6) worden gesubstitueerd, zijn de hiermede verkregen resultaten exact. (3.5) en (3.6) zijn de uitdrukkingen, waarvan Bethe ⁵⁾ en Smythe ⁶⁾ bij hun berekeningen gebruik hebben gemaakt.

Literatuurlijst

- 1) B. B. Baker and E. T. Copson, „The Mathematical Theory of Huygens' Principle”, Oxford, 1950, p. 122.
 - 2) J. Meixner und W. Andrejewski, Strenge Theorie der Beugung ebener elektromagnetischer Wellen an der vollkommen leitenden Kreisscheibe und an der kreisförmigen Öffnung im vollkommen leitenden ebenen Schirm. — Ann. Physik **7**, 157-168, (1950).
 - 3) A. G. Clavier, Modern Demonstration of MacDonald's Equivalence Theorem, — Electr. Comm. **25**, 148, (1948).
 - 4) J. A. Stratton, „Electromagnetic Theory”, McGraw-Hill, 1941, p. 466.
 - 5) H. A. Bethe, Theory of Diffraction by small Holes. — Phys. Rev. **66**, 163, (1944).
 - 6) W. R. Smythe, The Double Current Sheet in Diffraction. — Phys. Rev. **72**, 1066, (1947).
 - 7) H. Levine and J. Schwinger, On the Theory of Electromagnetic Wave Diffraction by an Aperture in an infinite plane conducting Screen. — Comm. Pure and Appl. Math. **3**, 355, (1950).
 - 8) J. A. Stratton and L. J. Chu, Diffraction Theory of Electromagnetic Waves. — Phys. Rev. **56**, 99, (1939).
-

Overwegingen bij antennemetingen in het microgolfgebied

door J. M. G. Seppen *)

Naar een voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap
op 3 Dec. 1951.

SUMMARY

In this article the considerations are given to determine the intensity patterns of microwave antennas.

Also some information can be found to design the parts used for such measurements.

I. INLEIDING

1. *Waarom men in de praktijk antennemetingen verricht.*

Bij het ontwerp van antennes in het microgolfgebied gaat men in de regel uit van geidealiseerde omstandigheden, om zodoende de berekening mogelijk te maken dan wel te vereenvoudigen.

Het zal duidelijk zijn, dat men naderhand graag een contrôle wenst te hebben op de overeenkomst tussen de theoretisch te verwachten en de praktische resultaten i.v.m. de eisen, die aan een zekere antenne gesteld worden.

Dit leidt nu tot metingen aan antennes.

2. *Enige algemene opmerkingen t.a.v. de te meten antennes.*

We willen eerst in het kort nagaan, wat het doel en de bouw zijn van een microgolfantenne in het algemeen in het golflengtegebied van 3-10 cm, zoals deze in de radartechniek gebruikt wordt.

Zoals bekend gebruikt men in het algemeen één antenne, die zowel als zend- als ontvangantenne moet dienst doen.

Aangezien men meestal radarapparaten aanwendt om *nauw-*

*) Verbonden aan Philips Telecommunicatie Industrie, Hilversum.

keurig doelen in afstand en richting op te sporen, is hiervoor een zeer kleine bundelbreedte nodig, waaruit dan de eisen, waaraan een antenne moet voldoen, worden afgeleid. Ook in verband met de reikwijdte is deze bundelbreedte belangrijk.

Stel we hebben een antenne, waarvan de opening (Eng.: aperture) d is in beide richtingen, dan kan deze een bundeling opleveren van $\simeq \frac{\lambda}{d}$ rad, als λ de golflengte voorstelt.

De ruimtehoek, waarin nu de zenderenergie geconcentreerd zal zitten, bedraagt dan $\frac{\lambda^2}{d^2}$ rad.

Een isotrope straler zou dezelfde energie in een ruimtehoek 4π wegstralen; nu noemt men

$\frac{4\pi}{\frac{\lambda^2}{d^2}}$ de richtversterking (Eng.: gain) van de antenne, waarvoor

we normaal de letter G gebruiken, dus: $G = \frac{4\pi d^2}{\lambda^2}$.

Het oppervlak A van de antenne is evenredig met d^2 , dus $A = fd^2$, of $d^2 = A/f$; $A/f = A_r =$ eff. opp. van de antenne. We kunnen dus ook schrijven:

$$G = \frac{4\pi A_r}{\lambda^2}$$

Beschouwen we nu een doel op afstand R met een eff. oppervlakte σ (def: de oppervlakte van de dwarsdoorsnede van die bol, die op dezelfde plaats als het doel een echo zou produceren, die gelijk zou zijn aan de waargenomene) bij een hoeveelheid zenderenergie P van golflengte λ , uitgezonden door een zend-ontvangantenne met richtversterking G , dan krijgen we aan energie terug (als echo):

$$P_e = \frac{PG}{4\pi R^2} \cdot \frac{\sigma}{4\pi R^2} \cdot A_r$$

$$= \frac{PG}{4\pi R^2} \cdot \frac{\sigma}{4\pi R^2} \cdot \frac{G\lambda^2}{4\pi}$$

- I term die energiedichtheid aangeeft bij het doel.
 II energiedichtheid bij de (ontvang)antenne, afkomstig van de verstrooiing I. σ door het doel.

III het eff. opp. van de antenne, die dus totaal opvangt:

$$I. II. A_r = I. II. \frac{G \lambda^2}{4\pi} .$$

$$\text{dus } P_e = P \frac{G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4}$$

Nemen we nu een vaste waarde voor σ aan en stelt men P_{min} = min.energie, die nodig is om een echo waar te nemen, dan geldt:

$$R_{max} = \sqrt[4]{\frac{P G^2 \lambda^2 \sigma}{P_{min} (4\pi)^3}}$$

Hieruit volgt dus, dat het bereik $:: \sqrt{G}$ of $:: \sqrt{A}$.

Nu zullen we eerst vaststellen hoe men een karakterbeschrijving van een antenne geeft. Dit gebeurt in een z.g. stralingsdiagram, waarin langs de horizontale as graden worden uitgezet, tegen relatieve veldsterktes in *db* t.o.v. het maximum in het midden dus bijv.: (zie fig. 1).

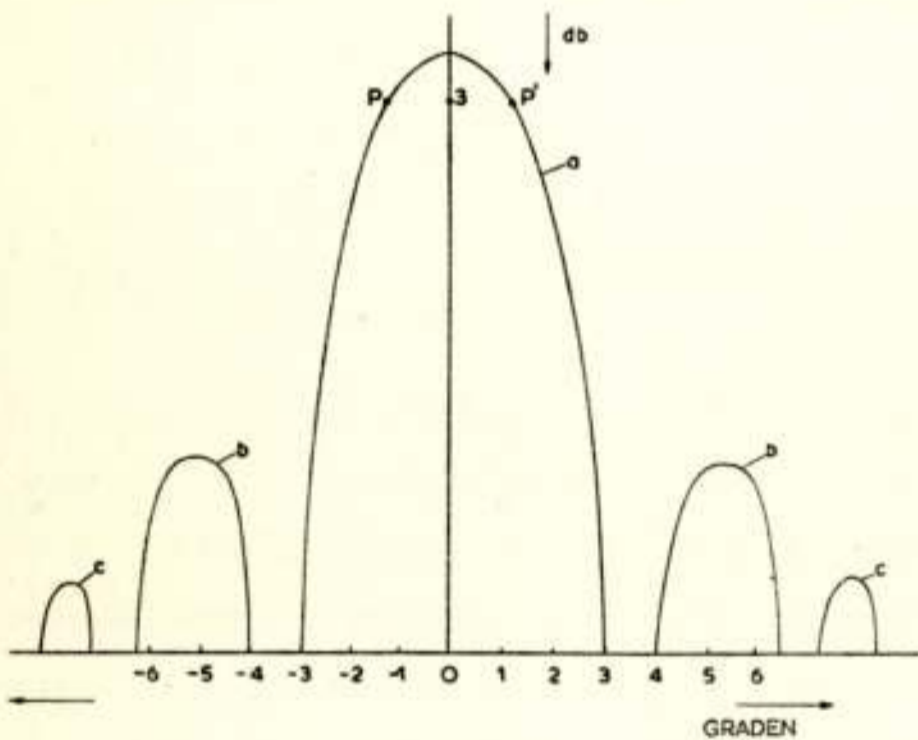


Fig. 1.
Stralingsdiagram.

Ook kan hiervan een polair diagram getekend worden.

Van iedere antenne geeft men dan 2 diagrammen, één in het horizontale vlak, de andere in het verticale, die men dus krijgt door de antenne in het horizontale en verticale vlak te verdraaien. *a* noemt men de hoofdlus *b* noemt men 1e zijlus *c* noemt men 2e zijlus enz.

de punten *P* en *P'*, 3 *dB* beneden het max. gelegen, bepalen de bundelbreedte, die in graden uitgedrukt, ongeveer moet worden:

$\theta \approx 60 \cdot \frac{\lambda}{d}$ in graden, met *d* = opening van de antenne in dat vlak, waarin men het diagram bepaalt.

Men zal er in het algemeen naar streven de zijlussen zo klein mogelijk te houden, om zoveel mogelijk straling te verkrijgen in de gewenste richting. Vanzelfsprekend zal men de aanpas-

sing tussen zender en antenne zo juist mogelijk proberen te maken. Deze zijlus energie gaat n.l. verloren en kan afgezien hiervan nog schadelijk zijn ook, daar deze tot *valse* echo's aanleiding kan geven. Een groot doel kan n.l. via een zijlus worden waargenomen, als die zijlus te veel energie uitstraalt, en dus ook opvangt, en dat levert dan een echo op een plaats, waar de antenne *niet* op gericht staat, wat tot onjuiste conclusies kan leiden.

Bovendien kan een te brede bundel moeilijkheden opleveren bij het maskeren van stilstaande doelen op een *A*-scope of scherm. Het is dan n.l. mogelijk dat uit verschillende richtingen informaties worden verkregen, die verwarrend kunnen werken bij het selecteren naar stilstaande of bewegende doelen. *Experimenteel* staan hier de eisen wat betreft zijlus onderdrukking nog niet geheel vast.

Bovendien zal men trachten de eerste minima zo diep mogelijk en zo dicht mogelijk bij de 3 db punten te laten vallen.

Uit bovenstaande mag duidelijk zijn, dat een meting van het *diagram* zeer belangrijk is.

Afgezien van deze elektrische eisen zijn er ook mechanische: hoe staat het met de constructie op zichzelf: is deze niet te zwaar of te licht? Een belangrijk punt hierbij is ook nog de zgn. windweerstand. Laten we ter illustratie eens één veel voorkomend type de revue laten passeren zonder in details te treden: de parabolische spiegel (met 2 symmetrie vlakken) met een hoorn. (zie fig. 2)

Hoe worden de lengte a en de hoogte b van de spiegel bepaald?

De kromming van de paraboloïde, de hoorn en zijn plaats; we gebruiken geen massieve spiegel maar een netwerk van draden of staven, op welke afstand moeten deze zich ten opzichte van elkaar bevinden?

Het is duidelijk, dat achter deze vragen zeer veel theorie steekt en dat degene, die antennes meet, meestal een gerealiseerd model voor zich krijgt en dus eerder omgekeerd tewerk gaat door bijv. zich af te vragen:

We hebben de diagrammen bepaald, in het horizontale en het verticale vlak; kloppen deze nu met de afmetingen en de opstelling van de hoorn, en zo nee, wat moet er veranderd worden? Beginnen we eerst de *spiegel* eens nader te beschouwen en daarbij aan te nemen dat „horizontaal” in de figuur evenwijdig aan de schrijfgeregels is en „verticaal” de richting in het vlak van papier, maar loodrecht op de regels.

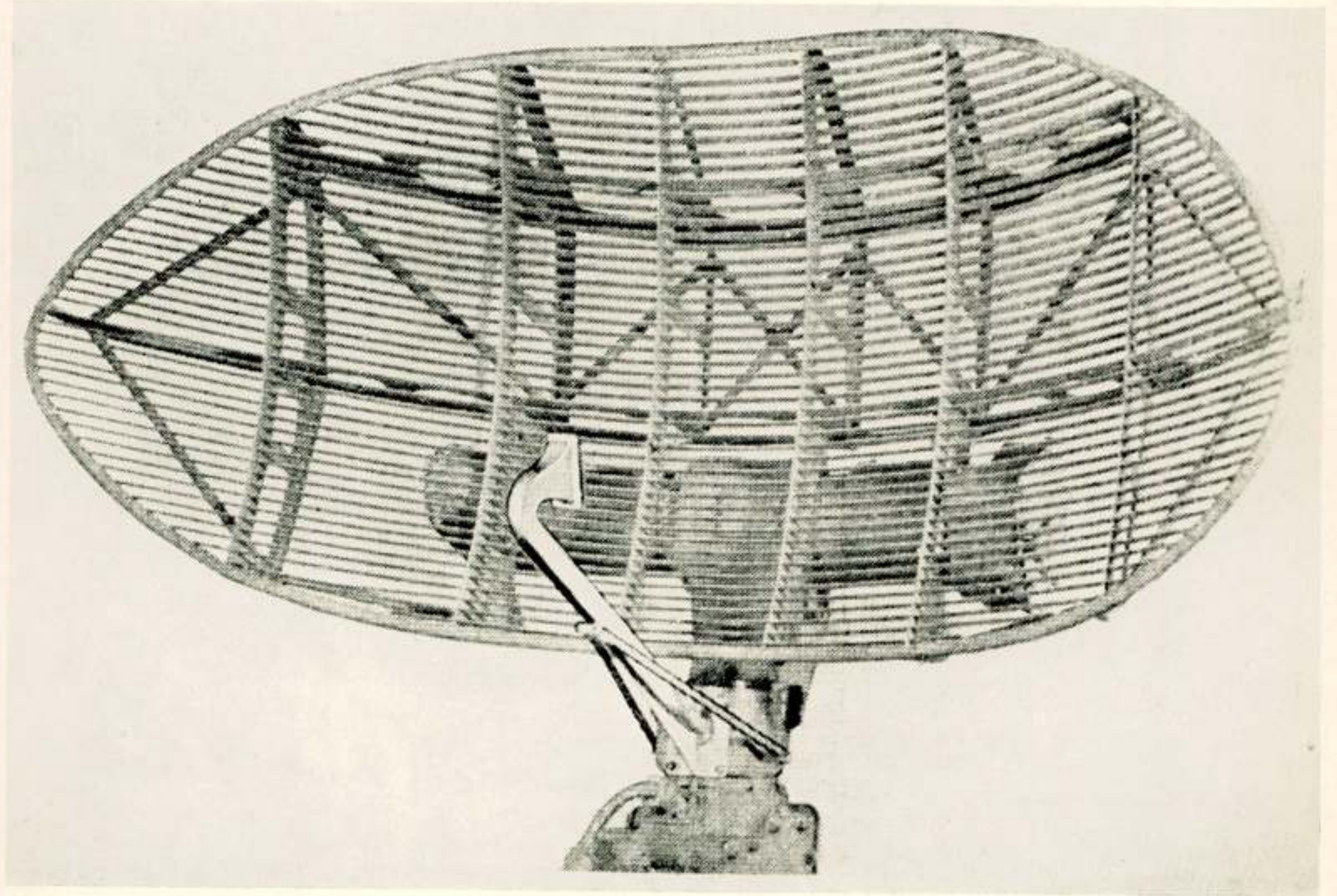


Fig. 2. Parabolische spiegel met Hoorn, waarbij de A 's van de paraboloiden niet samenvalt met de Hoornas. (Eng.: Off-set).

De afmetingen a en b. De bundelbreedte opgenomen in het hor. en vert. vlak moeten volgens de vuistformule $\theta \approx 60 \lambda/d$ inderdaad een waarde voor *a* en *b* opleveren, die overeenkomt met de fysische lengten.

De kromming van de paraboloid, waarvan de spiegel een deel is, wordt hoofdzakelijk bepaald door het gegeven, dat het brandpunt liefst in de buurt van het vlak van de opening moet komen te liggen. Dit hangt n.l. samen met de hoorn.

Wat betreft de constructieve kant is op te merken, dat we de spiegel graag zo licht mogelijk maken, en tegelijkertijd de windweerstand willen reduceren. Hiervoor is een oplossing, die ditmaal aan beide wensen tegelijkertijd tegemoet komt; i.p.v. een massieve spiegel gebruikt men er één die uit draden is opgebouwd in de richting van de *E*-vectoren; hierbij is de afstand en afmetingen der draden in tabellen te vinden.

Deze draden hebben bij de metingen tot gevolg dat de spiegel ook op „achterwaartse” straling (of ontvangst) dient te worden onderzocht.

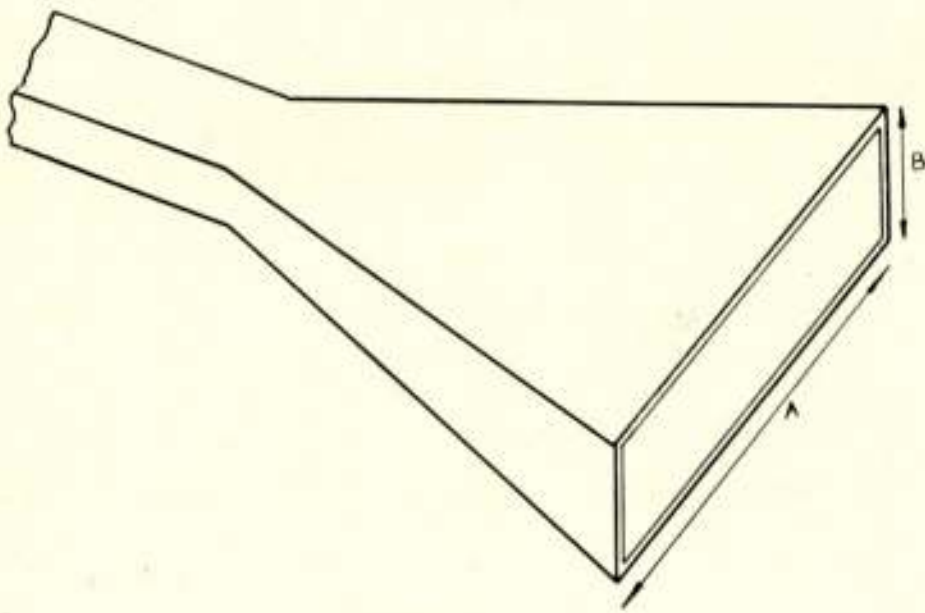


Fig. 3.
Hoorn.

Hoorn: Hoewel de uitmonding van een golfpijp reeds een zekere bundeling oplevert, maakt men in de praktijk met het oog op de aanpassing van de golfpijp aan de vrije ruimte en de bundeling, bepaald door de afmetingen der spiegel gebruik van een hoorn. De lengte van de hoorn moet zodanig zijn, dat de openingshoek, d.i. de hoek die een hoornvlak met de as van de hoorn maakt, maximaal ongeveer 25° bedraagt (dit geldt dus voor *E* en *H* vlakken; dit met het oog op een soepele aanpassing aan de vrije ruimte.

Om de afmetingen van de hoorn te bepalen, gaan we als volgt te werk:

Beginnen we met het hor. vlak:

In de praktijk neemt men aan, dat de hoek, gevormd door de uiteinden van de spiegel en het brandpunt ongeveer overeen moet komen met de bundelbreedte bij 10 dB minder dan maximum,

$$\Theta_E \left(\frac{1}{10} \right) \text{ van de hoorn.}$$

Hierbij geldt:

$$\Theta_E \left(\frac{1}{10} \right) = \frac{88 \lambda}{B}, \text{ met}$$

$$\frac{B}{\lambda} < 2,5$$

waar B de afmeting van de hoornopening is evenwijdig met de E vectoren. Hetzelfde geldt voor het verticale vlak met dien verstande dat hierbij geldt:

$$\Theta_H \left(\frac{1}{10} \right) = 31 + 79 \frac{\lambda}{A}, \text{ met } \frac{A}{\lambda} < 3,$$

waarbij A nu de afm. van de hoornopening is evenwijdig met de H -vectoren. Om het ontwerp van een hoorn nu niet gecompliceerd te maken, kiezen we de Θ_E en Θ_H graag groot, wat betekent, dat we het brandpunt zo dicht mogelijk bij de opening van de spiegel willen hebben. Deze hoek neemt men in de praktijk tot ongeveer 160° . Hierop komen we nader terug.

Bovendien dient men er rekening mee te houden, dat de verhouding a/b niet te groot wordt. De eisen, waaraan de hoorn dan moet voldoen, leveren dan zeer verschillende schijnbare bronpunten (Eng.: centres of feed) op; onder dit laatste begrip verstaat men het middelpunt van die cirkel, die het best de kromme, waarop de punten met gelijke phase in het E of H vlak liggen, benadert.

Die verschillende centra leveren dan „phase fouten” op, die in verlies aan „gain” resulteren.

Het stralingsdiagram van een hoorn, zoals we deze bij de bovengenoemde antennes nodig hebben, heeft een elliptische dwarsdoorsnede. Vandaar dat de lijnen van gelijke verlichting op de spiegel ook ellipsvormig verlopen. Dit is ook één van de redenen, waarom men de spiegel, wat aanzicht betreft, ellipsvormig uitvoert, wat vaak in de praktijk echter hoekiger (uit fabricage oogpunt gemakkelijker) uitvalt.

Dit ellipsvormige aanzicht blijkt in de praktijk electrisch het voordeel van hogere bundelingsfactor en minder zijlussen te hebben. Bovendien hebben we weer minder massa te roteren en verlaagt het het koppel, benodigd om de luchtweerstand

te overwinnen tot op de helft, wat men aan kan tonen door bijv. eerst dit koppel te berekenen voor een rechthoek, die om de symmetrie as evenwijdig aan de (korte) zijde een bepaald aantal toeren draait en deze uitkomst dan te vergelijken met die, welke men krijgt door nu de ingeschreven ellips (in de rechthoek) met hetzelfde toerental te laten roteren.

Opmerking.

Nu past men bij dit soort antennes in het algemeen graag de z.g. „Off-set” toe, zie fig. 2. Hierbij neemt men dan een stuk van de paraboloid dat niet symmetrisch is t.o.v. de as van de hoorn. Dit heeft het voordeel, dat de hoorn en de voeding naar de hoorn niet in de hoofdstraalrichting ligt, wat resulteert in een betere richtversterking en minder zijlussen.

Bij de metingen dienen we dus na te gaan of aan de verschillende voorwaarden zijn voldaan.

Hierbij zijn zeer belangrijk de *juiste plaats* van de hoorn (de afwijkingen van het diagram op + en - 5 mm bijv. om de tolerantie na te gaan) en vanzelfsprekend ook de *juiste maat* van de hoornopening.

II. Enige methoden om antennemetingen te verrichten:

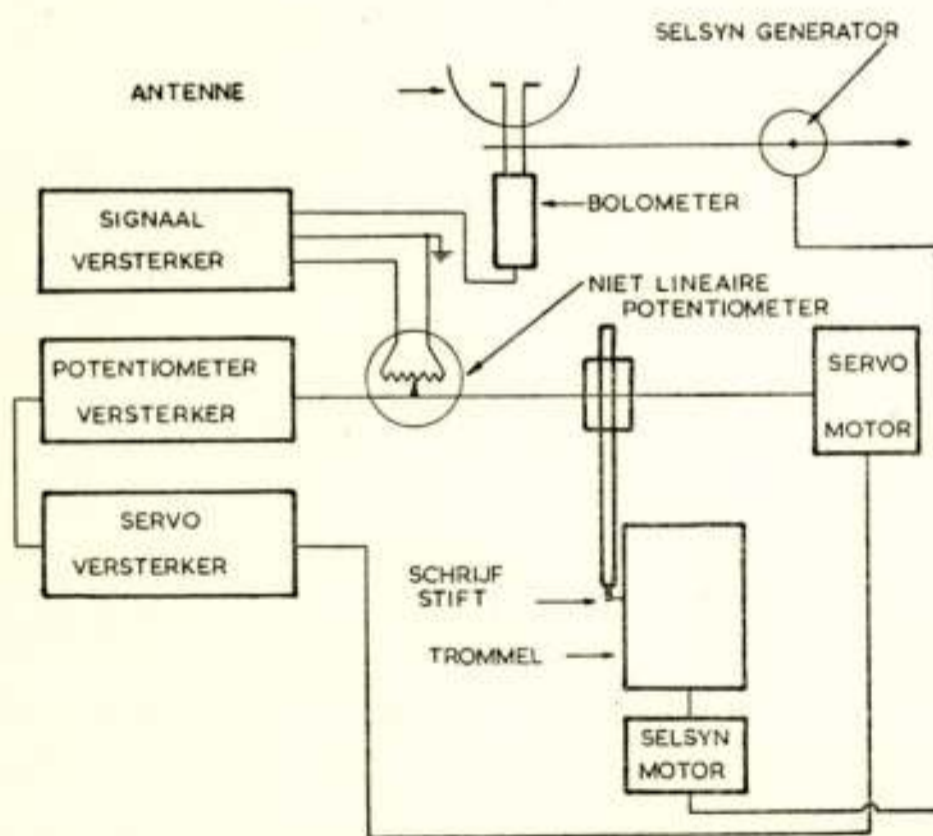


Fig. 4.

Meetopstelling waarbij een geijkte versterker nodig is.

constant gehouden.

De hoekverdraaiing van de potentiometer wordt nu geregi-

Het signaal afkomstig van de te testen antenne wordt door de signaal versterker versterkt afgegeven aan een niet lineaire potentiometer.

De rol, waarop een kromme verschijnt, die het diagram van de te testen antenne karakteriseert, draait d.m.v. een „magslip” en selsynmotor gelijk mee met de antenne.

De afgetakte spanning wordt via de potentiometer versterker, servoversterker en servomotor steeds

streerd op de rol en hierdoor is dan het diagram van de antenne vastgelegd.

Hiervoor is dus nodig een *geijkte versterker*, wat als *bezwaarlijk aangemerkt* kan worden.

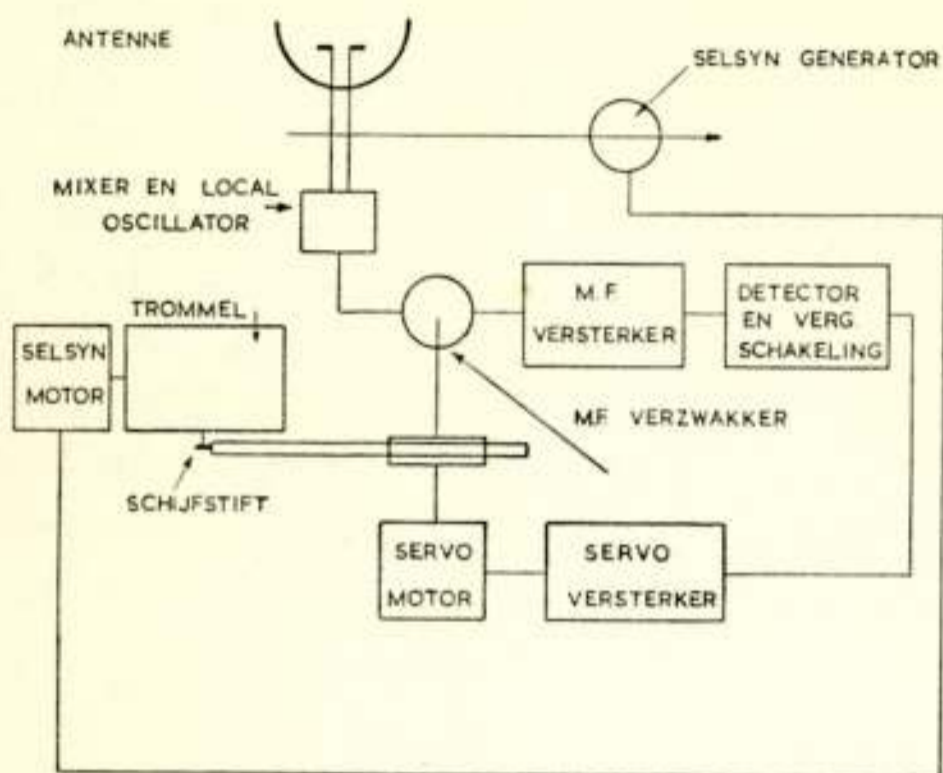


Fig. 5.

Meetopstelling, waarbij de verzwakker automatisch wordt ingesteld.

2e Om aan dit bezwaar tegemoet te komen zou men i.p.v. een potentiometer aan de uitgang van de versterker, een (*H.F.*) dempingslid kunnen regelen, zodat steeds aan de uitgang van de versterker een constante spanning verschijnt.

3e. Een enigszins andere meetmethode is het puntsgewijze bepalen van het diagram bijv. om de 10' zonder regelsystemen. Indien de instelnaauwkeurigheid van de antenne dit

toelaat, is dit een zeer betrouwbare methode.

Ook hier wordt dus steeds het dempingslid zover teruggedraaid dat het uitgangssignaal constant van sterkte blijft,

zodat de versterker steeds een zelfde signaalsterkte krijgt te verwerken, volgens nevenstaand blokschema.

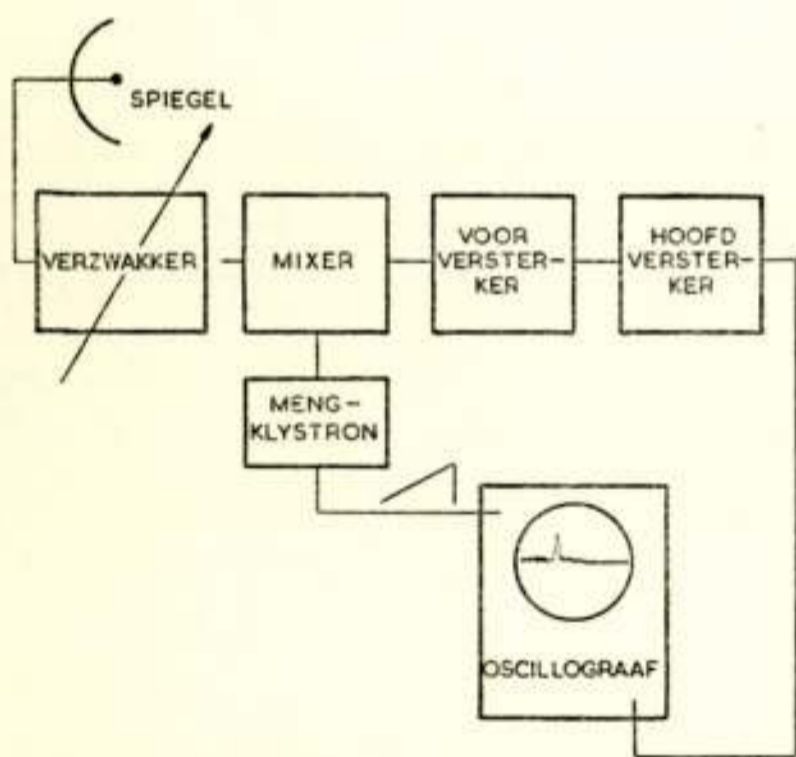


Fig. 6.

Meetopstelling, zoals in Den Helder is toegepast.

Deze methode is de grondslag geweest voor de meetopstelling Den Helder-Tessel. We zullen eerst het dempingslid, dat hier een belangrijke rol speelt, de revue laten passeren en daarna de andere onderdelen van de meetopstelling bespreken.

III. Onderdelen meetopstelling.

1. Verzwakkers.

In het algemeen wenst men bij een verzwakker:

- a. een lineair verlopende schaal voor de verzwakking,

- b.* dat de kleinste verzwakking een lage waarde heeft en
c. de aanpassing goed is.
d. dat deze weerbestendig en tot slot
e. zoveel mogelijk freq. onafhankelijk is bij een degelijke constructie.

Één van de vaak toegepaste types verzwakkers in het microgolfgebied is die, welke een golfgeleider gebruikt, welke niet meer de trillingsvorm met de langste golflengte wil doorlaten. Deze berusten dus op het z.g. afsnij-principe (Eng.: cut-off).

Stel we hebben:

een rechthoekige golfpijp met lengte doorsnede a
 hoogte doorsnede b
 lichtsnelheid c , dan geldt:

<i>Trillingsvorm.</i>	<i>Grensgolflengte.</i>
$TE_{0,1}$	$2a$
$TE_{1,1}$	$\frac{2}{\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}}}$
$TM_{1,1}$	$\frac{2}{\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}}}$

Idem bij cirkelvormige golfpijp met a = straal geldt:

<i>Trillingsvorm.</i>	<i>Grensgolflengte.</i>
$TM_{0,1}$	$2,61 a$
$TE_{0,1}$	$1,64 a$
$TE_{1,1}$	$3,42 a$

Voor een rechthoekige pijp met $a = 23$ mm en $b = 10$ mm is de grens golflengte voor de $TE_{0,1}$ trillingsvorm 4,6 cm en voor de $TE_{1,1}$ 1,8 cm, waaruit dus volgt, dat we op 3 cm bij gebruik van een dergelijke pijp na een zekere lengte de $TE_{0,1}$ trillingsvorm zullen overhouden.

Bij een cirkelvormige pijp is het juist de $TE_{1,1}$ trillingsvorm, welke bij steeds kleiner maken van de diameter van de pijp op zeker moment overblijft. Verkleinen we nu nog verder deze diameter dan zal tenslotte ook deze $TE_{1,1}$ trillingswijze na zekere pijplengte gepasseerd te zijn practisch ophouden te bestaan.

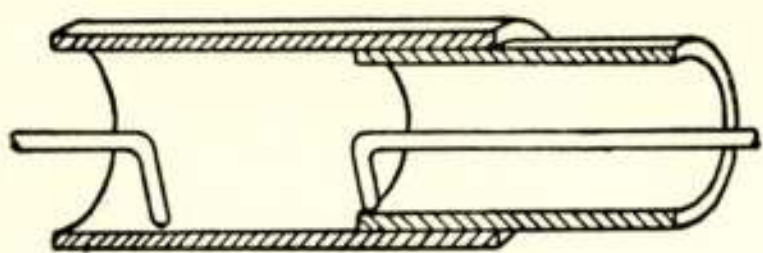


Fig. 7.
Afsnijverzwakker in een eenvoudige uitvoering.

En hiervan maakt men nu bij een zgn. afsnijverzwakker gebruik. In eenvoudige vorm aangegeven in fig. 7.

Laten we aannemen dat de energie van links binnenkomt en dat aan de rechterzijde de belasting via de getekende coaxiale toevoer energie ontvangt.

In het algemeen ziet de dempingskarakteristiek van een dergelijke verzwakker er als volgt uit:

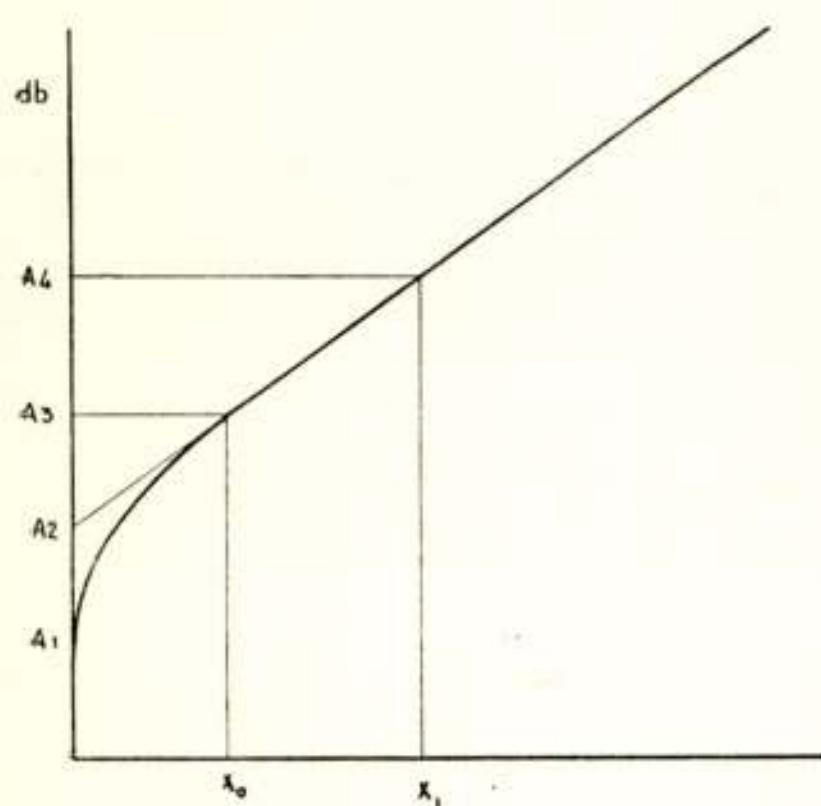


Fig. 8.
Dempingskarakteristiek van een afsnijverzwakker.

$A_1 =$ „nul demping”
 $A_3 =$ punt waar de dempingskarakteristiek recht wordt
 $A_4 = A_2 + a x.$

Op „ a ” en het gedeelte van de karakteristiek tussen A_1 en A_3 komen we nader terug. In de praktijk valt de nul demping vrij hoog uit in de buurt van 15 à 20 db en dit is dan in de stand dat de lusjes van de coaxiale toevoer en afvoersleidingen zeer dicht bij elkaar staan, zonder elkaar aan te raken. Verplaatsen we nu het belastinglusje, dan zullen we theoretisch aan de zenzijde een

andere impedantie zien. Dit valt in de praktijk echter erg mee, gezien het feit, dat de nul demping hoog is en de belastingszijde dus niet zoveel invloed op de zendkant heeft.

Dit is ook te zien aan de staande golfverhouding voor de zenzijde, deze verandert slechts weinig met de verplaatsing van het belastingslusje. Stellen we nu, P_I (bij stand X_I van het belastingslusje met $X_I > X_0$) en P_{II} (bij X_{II} met $X_{II} > X_I$) de vermogens, die in de belasting terecht komen, dan geldt

$$\frac{10 \log \cdot \frac{P_I}{P_{II}}}{X_{II} - X_I} = C$$

Deze C blijkt gelijk te zijn aan:

$$\frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2} \quad \begin{array}{l} \text{met } \lambda_c = \text{grens golflengte} \\ \lambda = \text{toegepaste golflengte.} \end{array}$$

Voeren we nu in: $\lambda_c = 3,42 a$ ($a =$ straal van pijp) voor de $TE_{1,1}$ trillingsvorm, dan verkrijgen we:

$$= 8,69 \sqrt{\left(\frac{1,841}{a}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} \quad \text{db/lengte-eenheid.}$$

Terugkomend op de dempingskarakteristiek zien we, dat het eerste gedeelte van A_1 tot A_3 kromlijinig verloopt.

Dit moet men grotendeels toeschrijven aan het feit, dat normaal gesproken, het veld in de pijp nog niet „trillingsvormzuiver” is.

Met het oog op de freq. onafhankelijkheid van een dergelijke verzwakker wil men dus a graag zoveel mogelijk onafhankelijk van λ zien te maken en dit bereikt men dus door $\frac{\lambda_c}{\lambda}$ klein te kiezen.

Dit heeft echter tot nadeel, dat de demping/lengte-eenheid a groot wordt, wat voor nauwkeurige metingen niet aan te bevelen is. Men neemt ongeveer $\lambda_c = 0,2 \lambda$.

Het nadeel van deze verzwakker is de moeilijke aanpassing. Een van de methoden om de staande golfverhouding goed te verbeteren is het opnemen van een klein weerstandje (afhankelijk van de gewenste kar. impedantie) in de binnengeleider van de coaxiale toevoer op een $\frac{1}{2}$ golflengte van het kortsluitpunt van de binnengeleider.

Deze staande golfverhouding is hier belangrijk in verband met de ijking van de verzwakkers.

Hebben wij bijv. twee gevallen waarin de verzwakker gebruikt wordt en wel zo, dat in het ene de aanpassingen aan zend- en ontvangzijde „goed”, terwijl in het andere geval de aanpassingen onjuist zijn, dan zal bij een *zelfde* hoeveelheid zendenergie, de door de belastingen opgenomen energieën *verschillend* zijn, waardoor we dus in het tweede geval afwijkingen kunnen verwachten van de ijkkarakteristiek. We moeten dus aan de zenzijde altijd zorgen voor een goede aanpassing, terwijl de belasting (aan de ontvangstzijde) zoveel mogelijk reflectievrij dient te zijn.

We moeten wel voor ogen houden, dat een geringe misaanpassing aan de zenzijde principiëel aanwezig moet zijn, daar er anders geen energie-overdracht naar de belasting zou plaats hebben.

Het dempingsgebied, waarin deze attenuator toegepast wordt, ligt van 15 à 20 – 80 à 100 db.

Een ander veel voorkomend type verzwakker is de z.g. flap-verzwakker.

Het element, wat hier de energie opneemt, is een plaatje van of met weerstandsmateriaal bijv. gegrafiteerd philite, superperlinax met opgebakken kool, glas met opgedampte kool enz., met een oppervlakteweerstand van enige honderden Ohms per vierkant.

Dit plaatje bepaalt grotendeels de nauwkeurigheid van de verzwakker, daar een geringe deformatie reeds een aantoonbare verandering in de demping oplevert.

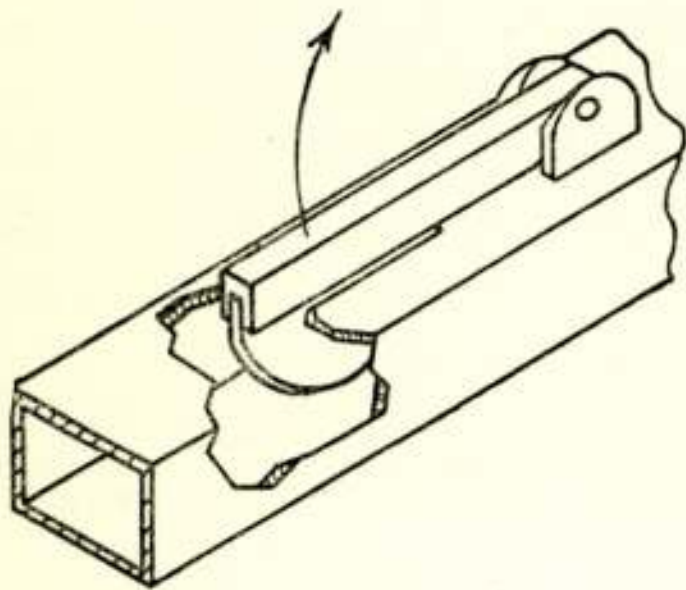


Fig. 9.
De „flap”-verzwakker.

eventueel onbelangrijk te maken is voor de rest van het circuit door over het geheel een doosje te plaatsen.

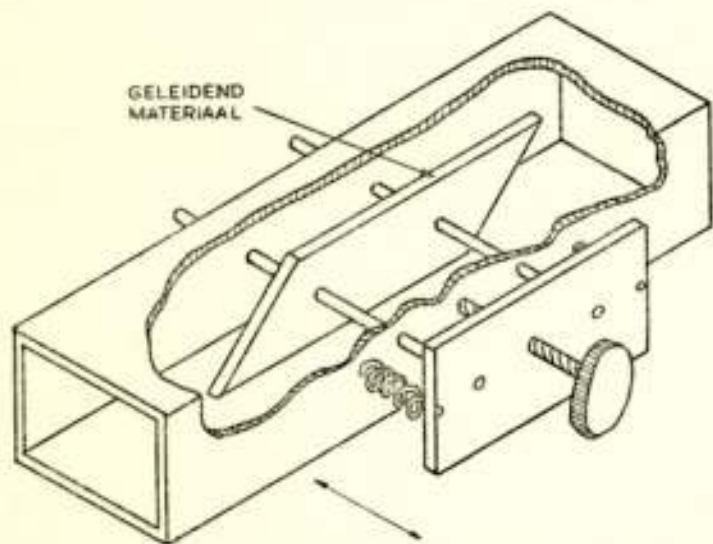


Fig 10.
Verzwakker met verplaatsbaar
vaantje.

Over het algemeen gebruikt men een dergelijke verzwakker zeer vaak als z.g. buffer verzwakker om bijv. belastingsvariatiën niet op een oscillator te laten terugwerken. Bij deze toepassingen speelt ook meestal de lek uit de spleet, die zich nauwkeurig in het midden van een brede kant van de golfpijp moet bevinden en waardoor zich het plaatje op en neer beweegt, praktisch geen rol, hoewel deze lek

Een andere verzwakker, die ook een plaatje superperlinax bijv. als energie opnemend element gebruikt, heeft het voordeel dat het plaatje niet beschadigd kan worden, omdat het opgesloten zit in de pijp.

Bovendien treedt hier ook geen lek op. Dit soort verzwakker leent zich dan ook goed als laboratoriuminstrument. Bij zowel de „flap” als „vaan” verzwakker zijn de aanpassingsmoeilijkheden

niet noemenswaard; een staande golfverhouding van 1,1 is gemakkelijk bereikbaar.

Het dempingsgebied, waarin de „flap” verzwakker toegepast wordt, ligt ongeveer tot 15 à 30 *db*, bij de „vaan” verzwakker tot ongeveer 50 *db*.

2. Ontvanger.

Deze bestaat uit een mengtrap (mixer), mengklystron, voorversterker en hoofdversterker.

Gewerkt wordt met een middenfreq. van 30 Mc en een versterking van ± 120 *db*.

De bandbreedte van de m.f. versterker en ook de videoversterker wordt hoofdzakelijk bepaald door het te verwachten verloop van de zender t.o.v. het mengklystron. Om hier aan tegemoet te komen zwaait men deze mengoscillator door een frequentieband ter grootte van het te verwachten frequentieverloop. Stel, dat dit ongeveer 2 Mc bedraagt, dan moet de m.f. versterker tenminste een bandbreedte bezitten van $2 \times 2 = 4$ Mc door het feit, dat het mengproces zijbanden oplevert.

Het videogedeelte moet in dit geval 2 Mc breed zijn.

Deze zwaai wordt geleverd door de tijdbasis versterker van de

3. Oscillograaf.

die ook weer een videoversterker van tenminste 2 Mc behoort te hebben. Als herhalingsfrequentie hebben we ongeveer 2000 Hz. gekozen.

Deze waarde is zeker niet kritisch: de begrenzing aan de onderzijde wordt bepaald door de responsie van de diverse video karakteristieken en de bovengrens ligt vast door de min. tijd die de m.f. versterker nodig heeft, om een signaal zonder veel vervorming „in zich op te nemen.”

Volgens de Fourier analyse ligt het belangrijkste deel van het frequentie spectrum van een puls van de lengte τ sec. in het freq. gebied $0 - \frac{1}{\tau}$ Hz. Stellen we nu $\frac{1}{\tau} = 2$ Mc, wat dus geldt als grens van een weergave van het signaal zonder noemenswaardige vervorming dan volgt daaruit, dat de zwaalfreq. max. 2 Mc mag bedragen.

Dit zou dan gelden voor het geval, dat de grootte van de zwaai juist overeenkwam met 2 Mc freq. verschil van de mengoscillator.

4. Zender.

Als zendantenne gebruikt men er meestal één waarvan de bundelbreedte minstens enige graden is, omdat:

1. kleine schommelingen door de wind practisch niet merkbaar zijn.
2. het uitrichten van zend- en ontvangantenne op elkaar eenvoudiger is.

Aan de andere kant mag deze bundelbreedte niet te groot zijn omdat

1. het ontvangniveau in de hoofdstraalrichting ongeveer 40 db boven het ruisniveau moet liggen om een goede indruk van het diagram te krijgen.
2. het in wezen verplicht tot hogere opstelling van zend- en ontvangantenne (zie „hoogte zend en ontvangantenne”).

Mocht echter met een zendantenne gewerkt worden die „scherp” is, dan moet men voor de afstand tussen zend en ontvangantenne hiermee ook rekening houden, daar de kans zou kunnen bestaan, dat de randen van de ontvangspiegel minder verlicht zouden worden dan het hart. Meestal wordt hieraan in de practijk wel voldaan.

We gebruikten als zendbron een continu oscillerend klystron.

IV. Voorwaarden en omstandigheden t.a.v. het meetterrein.

1. Afstand tussen Zender en Ontvanger.

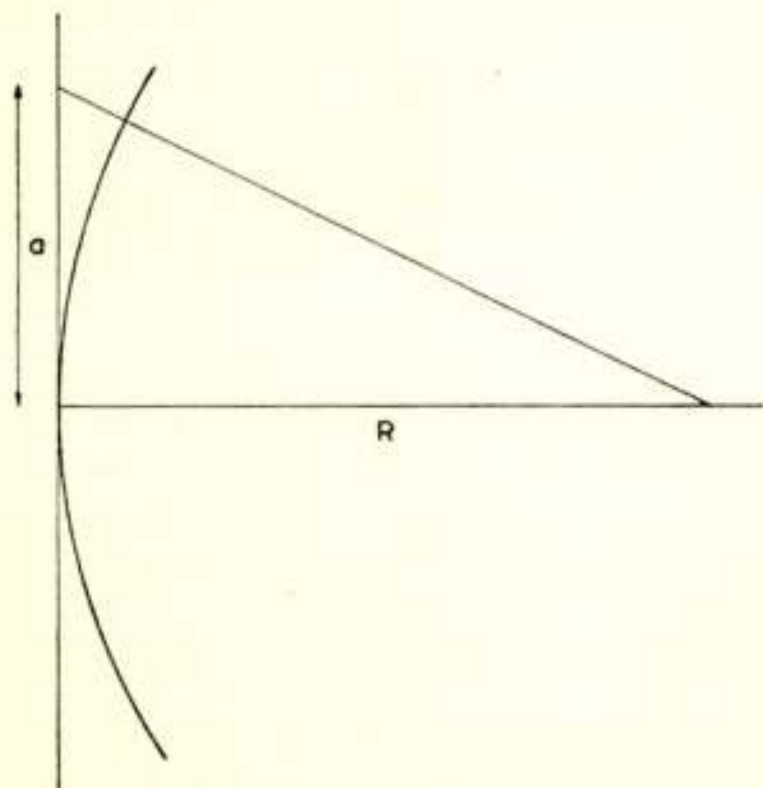


Fig. 11.

Fase afwijking tengevolge van een bolvormig golffront.

Men neemt in het algemeen aan, dat de afwijking in fase van de golf aan de rand van de spiegel niet meer dan $\frac{2\pi\lambda}{\lambda 16}$ mag bedragen t.o.v. die ter plaatse van het hart.

Deze afwijking is

$$\frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + a^2} - R) \text{ of ongeveer}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{a^2}{2R} \text{ . en dit moet } < \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{16}.$$

$$\text{of } R > \frac{8a^2}{\lambda} .$$

2. Hoogte Zend- en Ontvangantenne.

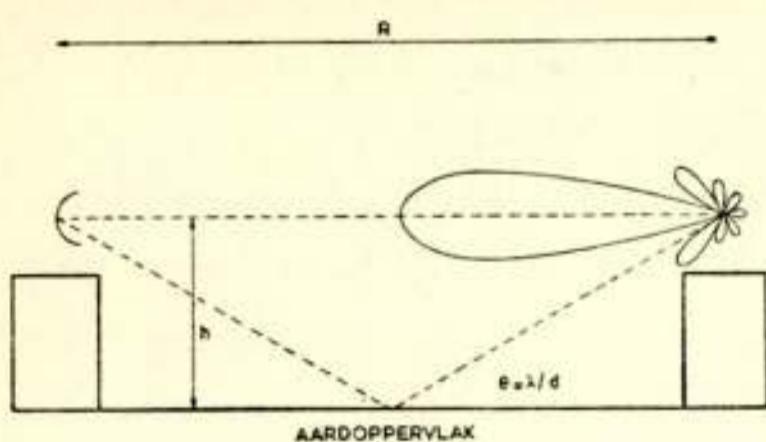


Fig. 12.
Hoogte bepaling i.v.m.
eerste „nul”.

op bij ongeveer $\frac{\lambda}{d}$ rad, waarbij $\lambda =$ golflengte $d =$ grootte van de opening van de zendspiegel in het verticale vlak.

We hebben dan de volgende betrekking (zie fig.):

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{2h}{R} \approx \frac{\lambda}{d}$$

$$\text{of } h \approx \frac{\lambda R}{2d}$$

$$\text{of ingevuld } R = \frac{8a^2}{2\lambda} \text{ geeft } h \approx \frac{4a^2}{d}.$$

Hieruit volgt dus, dat bij een grotere bundelbreedte van de zendantenne (kleinere d) de hoogte h vergroot dient te worden. Indien de afstand tussen zend- en ontvangspiegel groot is, b.v. enige malen groter dan de min. eis voor R , zal de hoogte praktisch onuitvoerbaar groot worden. De reflectie moet dan als noodzakelijk kwaad geaccepteerd worden.

3. Getijwisselingen.

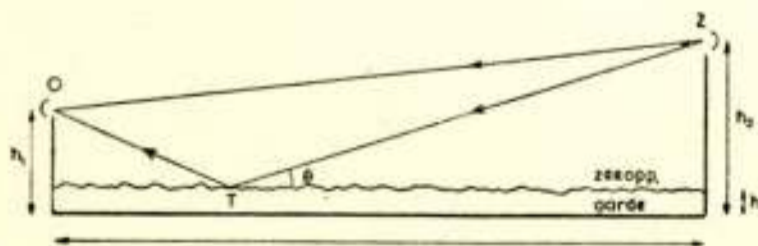


Fig. 13.
Schets om invloed van een h
variatie na te gaan.

Bij antenne metingen is het altijd zaak om een „zuiver” veld te krijgen.

Daarom streeft men ernaar om hoek θ , die de gereflecteerde straal met het aardoppervlak maakt ongeveer gelijk te maken aan de hoek, waar het eerste minimum in het stralingsdiagram van de zendantenne optreedt. Dit eerste min. treedt

Indien antennemetingen dan ook nog over zee gedaan worden, zoals dit bij de meetopstelling van de N.S.F. Den Helder-Tessel het geval was, krijgen we te maken met de getijwisselingen, welke zowel op 3 als 10 cm duidelijk aanwezig zijn.

Ter toelichting het volgende:

Stel h' = hoogte zee opp. boven zeker vast niveau (A).

h_1 = hoogte O boven A $h'_1 = h_1 - h$

h_2 = hoogte Z boven A $h'_2 = h_2 - h$

T = punt waar de gezonden golf uit z , door O ontvangen, wordt gereflecteerd.

Om nu eens de invloed na te gaan van een h variatie bepalen we het wegverschil $z T O - z O = \Delta R$

Dit is exact:

$$\sqrt{(h'_2 + h'_1)^2 + R^2} - \sqrt{(h'_2 - h'_1)^2 + R^2}$$

of

$$R \left(\sqrt{\frac{(h'_2 + h'_1)^2}{R^2} + 1} - \sqrt{\frac{(h'_2 - h'_1)^2}{R^2} + 1} \right)$$

als nu $\frac{(h'_2 + h'_1)^2}{R^2}$ en $\frac{(h'_2 - h'_1)^2}{R^2}$ beide $\ll 1$, dan mogen we

schrijven: wegverschil $\approx R \left(\frac{(h'_2 + h'_1)^2}{2R^2} + 1 - \frac{(h'_2 - h'_1)^2}{2R^2} - 1 \right)$

en hier volgt uit: $R \cdot \frac{4h'_1 h'_2}{2R^2}$ en dus $\Delta R = \frac{2h'_1 h'_2}{R}$

en dit komt overeen met een phaseverschil: $2\pi \cdot \frac{2h'_1 h'_2}{\lambda R} = \frac{4\pi h'_1 h'_2}{\lambda R}$

indien λ de golflengte is van de zendbron, aangegeven als Z in de fig. en we aannemen, dat θ klein is in de orde van enige graden zowel bij h_{max} als h_{min} dan kunnen we zeggen, dat telkens indien $\frac{4\pi h'_1 h'_2}{\lambda R}$ een geheel aantal malen π bedraagt, de gere-

flecteerde golf de directe ZO zal ondersteunen of verzwakken.

In het ideale geval zouden we dus of veldsterkte 0 , of veldsterkte $2F$ hebben, als F de bijdrage van de directe golf alleen voorstelt.

Stel nu: $\left. \begin{array}{l} h_1 - h_{min} = 11,25 \text{ m} \\ h_2 - h_{min} = 23,75 \text{ m} \\ h_1 - h_{max} = 10 \text{ m} \\ h_2 - h_{max} = 22,50 \text{ m} \end{array} \right\}$ Stel dus h variatie is $1,25 \text{ m}$
(Den Helder)
 $R = 3900 \text{ m}$

$$\text{dan heeft } \frac{4(h_1 - h_{\min})(h_2 - h_{\min})}{\lambda R} - \frac{4(h_1 - h_{\max})(h_2 - h_{\max})}{\lambda R}$$

voor 3 cm de waarde 1,33

10 0,4

m.a.w. het phaseverschil in de gereflecteerde golf bij eb en vloed bedraagt op 3 cm $1,30\pi$

10 cm $0,4\pi$

zodat hier duidelijk uit blijkt, dat vooral op 3 cm grote verschillen te verwachten zijn. In de practijk bleek dit dan ook op $\pm 20\text{ dB}$ uit te lopen bij een golflengte van 3 cm. Bij 10 cm waren deze verschillen veel kleiner, hetgeen i.v.m. de waarde $0,4\pi$ ook wel verklaarbaar is.

Deze getijwisselingen waren de hoofdoorzaak van de schommelingen in signaal sterkte, hoewel ook sommige meteorologische omstandigheden een rol kunnen spelen als

4. *Verstrooiing en Damping door de Atmosfeer.*

Alvorens we hierop nu nader ingaan, willen wij eerst even stilstaan bij het geval, dat er microgolven met golflengte λ invallen op een bol met straal a . We nemen aan, dat $\frac{a}{\lambda} \ll 1$ en ε en g van de bol bekend zijn.

De invallende straling wekt nu in de bol stromen op, die een nieuwe bron vormen voor golven, die we met „verstrooide golven” aanduiden. Deze stromen stralen nl. een golf uit, die overeenkomt met het veld van een Hertz'se dipool met een geschikt gekozen elektrisch dipoolmoment. De „verstrooide golf” is dus na te gaan.

De verhouding van de schijnbare „verstrooiings doorsnede” σ tot de geometrische is nu evenredig met $\left(\frac{a}{\lambda}\right)^4$. Deze 4de machtsafhankelijkheid gebruikte Lord Rayleigh ook om de „blauwe” hemel te verklaren.

Definitie σ : De opp. van de dwars doorsnede van die bol, welke op dezelfde plaats als het doel een echo zou produceren, die gelijk zou zijn aan de waargenomene.

Regendruppels en ander soort neerslag zijn vaak groot genoeg en komen in voldoende hoeveelheid voor om flinke radar echo's te verwekken.

Volgens bovenstaande 4de machtsafhankelijkheid zullen de

echo's van een zekere regenbui snel toenemen naarmate de radargolflengte kleiner wordt.

Deze echo's zijn nu wat betreft meteorologische waarneming van groot belang, aangezien schepen en vliegtuigen voor gevaarlijke neerslag gebieden gewaarschuwd kunnen worden, echter voor onze antennemetingen zijn deze minder aangenaam.

In het algemeen verstrooit neerslag microgolven naar alle richtingen en indien de afmeting en hoeveelheid der deeltjes voldoende groot zijn, kunnen we hierdoor een grote verzwakking van de microgolf verkrijgen.

Naast de zgn. rayleigh-effect kennen we ook het raman-effect; hier hebben we namelijk te maken met de moleculaire structuur; sommige moleculen gedragen zich als dipooltjes, hetzij magnetisch of elektrisch. Hierdoor is het mogelijk, dat deze in trilling geraken.

Volgens de quantum theorie behoort bij iedere trilmogelijkheid een energie niveau van het molecuul. Het belangrijke nu is, dat er in het algemeen veel niveaux zijn, die slechts weinig onderling verschillen (denk aan banden spectra van het molecuul!)

Laten wij nu aannemen, dat we een energie verschil ΔE hebben tussen twee van deze niveaux, de opvallende golf de frequentie ν (en golflengte λ) heeft $\neq 0$, dan geldt:

$$\Delta E = h \nu = \frac{hc}{\lambda}$$

$h = \text{const. van Planck.}$

Het gevolg is dus, dat deze golf aan de betreffende moleculen discrete energie hoeveelheden ΔE levert, wat dan tot gevolg heeft, dat een overgang mogelijk wordt, van de ene toestand naar de andere.

Dit betekent dus, dat er energie onttrokken wordt aan de doorgaande microgolf. Echter omgekeerd stralen zij energie ΔE uit, indien ze terugvallen naar de toestand met het lage energie niveau. Deze straling is echter niet *gericht*, wat dus inhoudt dat we bij dergelijke processen, in wezen energie verliezen in (en/of uit) de gewenste richting. Nu heeft men nagegaan, welke gassen en gasvormige toestanden (dampen), in de atmosfeer afstanden in energieniveaux hebben in de orde van grootte, welke voor de microgolven van belang geacht konden worden. Dit bleken zuurstof en water te zijn.

Zuurstof heeft energieniveaux, waarvan de afstanden resul-

teren in resonantie pieken op 0,50 en 0,25 cm. Bij waterdamp is deze resonantie op 1,33 cm.

Hieronder volgen enige getallen, waaruit te zien is, dat normaal gesproken bij antenne metingen de absorptie en verstrooiing door O_2 en waterdamp zowel op 3 cm als 10 cm te verwaarlozen zijn.

10 cm	0.0066	db/km	voor O_2
3 cm	0.0072	db/km	
10 cm	0.000025	db/km per gr/m^3	Waterdamp
3 cm	0.00039		

I. h. a. geldt bij mist, dat er zich hooguit $1 gr/m^3$ water in bevindt, m.a.w. dit is verwaarloosbaar.

Anders is het in het geval van regenbuien, wat moge blijken uit het ondervolgende lijstje, waarin de neerslag aangegeven wordt in mm/uur.

	$\lambda = 3$ cm	$\lambda = 10$ cm
2,5 mm/uur (lichte regen)	0,039 db/km	0,0079 db/km
25 mm/uur (zware regen)	0,66	0,00073
100 (zeer zware regen)	3,24	0,031

Indien nu het meetterrein zò is, dat de te meten antenne via reflectie tegen een wateroppervlak energie ontvangt van de zendbron krijgt men ook schommelingen in het signaalniveau door het schuim, wat een krachtige wind kan veroorzaken en ook oneffenheden van het reflecterend oppervlak.

Vanzelfsprekend zijn hiervoor geen vaste waarden op te geven, deze zijn slechts te schatten, bv. voor het schuim, door dit te vergelijken met regen.

In het algemeen geldt, dat deze invloeden van minder belang worden, naarmate de golflengte lager wordt.

V. Enige opmerkingen t.a.v. de opstelling Den Helder-Tessel.

De te meten antenne werd aan een stellage bevestigd, die op zijn beurt gemonteerd was op de wieg van een kanon. Dit had tot voordeel, dat we een nauwkeurigheid in azimuthale hoekverdraaiing van $2\frac{1}{2}'$ konden verkrijgen. In elevatie was deze ongeveer $10'$.

Het horizontale diagram werd verkregen, door in azimuthale richting de volle 180° te verdraaien, terwijl voor het verticale

diagram de antenne t.o.v. de stellage in het verticale vlak 90° werd verdraaid, waarna dan weer door azimuthale hoekverandering het verticale diagram werd bepaald. (hiervoor moet ook de polarisatie aan de zenzijde worden gedraaid).

In het algemeen mag de omgeving bij antennemetingen niet meedoen, m.a.w. eventuele obstakels mogen geen energie reflecteren naar de antenne.

Een goed antwoord op de vraag of dit inderdaad niet het geval is, ligt besloten in de volgende proef:

Neem eerst een diagram op, om de gedachten te bepalen het horizontale. Draai daarna *in het verticale vlak* de antenne 180° en neem weer het horizontale diagram op. De oorspronkelijke asymmetrieën behoren nu spiegelbeeldig terug te komen. En dit gebeurt ook inderdaad bij onze meetopstelling. Om de zgn. achterwaartse straling te onderzoeken draait men de te onderzoeken antenne met „z'n rug” naar de zendbron (d.i. dus die stand van de antenne, die 180° in azimuthale hoekverdraaiing verder ligt dan de positie, waarin de antenne max. energie ontvangt) en gaat dan na, hoeveel energie binnenkomt.

Zowel op Tessel als in Den Helder gebruikten we netvoeding, die op gestabiliseerde P.S.A.'s (van + tot -10%) werd aangesloten. Hiermee konden we voldoende stabiele spanningen verkrijgen.

Wat de nauwkeurigheid betreft van de metingen valt op te merken, dat bijv. 2 zelfde diagrammen na elkaar opgenomen, i.h.a. niet meer dan 1 db verschilden.

Een ander belangrijk punt bij antennemetingen is de communicatie van degene die meet met hem, die de antenne in de gevraagde stand moet zetten (de „bakser”) en de wacht bij de zender, vooral, zoals in ons geval, als het Marsdiep tussen zender en ontvanger ligt.

Voor de eerste verbinding kregen we de beschikking over een „telefoon zonder batterijen” een zgn. sound-power systeem, terwijl we voor de tweede een „Link” gebruikten. Die is vergelijkbaar met een mobilfoonverbinding, die zeer goed voldeed.

Discussie

Ir E. Goldbohm: Bestaat er een correlatie tussen de periode van de golfslag en de signaalschommelingen?

Ir J. M. G. Seppen: Dit is niet duidelijk waargenomen. Vermoedelijk kwam dit door de brede bundel van de zendantenne en de daardoor optredende nivellering van de diverse indirecte stralen.

Ir H. Smit: Hoe is de invloed van een verkleining van de afstand van de zender t.o.v. de te onderzoeken antenne (aan de ontvangzijde) op de verkregen stralingsdiagrammen en de richtversterking?

S.: In het algemeen worden de richtversterking kleiner en de zijlussen groter bij verkleining van de afstand.

Indien de afwijking aan de rand van de spiegel door de bolvormigheid van de invallende golf niet $1/16$ golflengte, maar $1/8$ golflengte bedraagt, dan meten we theoretisch een $\pm 4\%$ kleinere richtversterking. Voor grotere afwijkingen wordt het verschil in richtversterking steeds groter, doch dit hebben we nooit gemeten, omdat onze afstand zender-ontvanger enige malen groter is, dan de minimum vereiste. Deze bedroeg n.l. 3970 m.

Ir M. L. Toppinga: In verband met Uw „cut-off” demper enkele vragen:

- a) welke type weerstand werd door U gebruikt?
teneinde op $\lambda = 3$ cm en $\lambda = 10$ cm een lopende afsluiting te verkrijgen en hoe kwam U tot de keuze van de Ohmse waarde daarvan?
- b) In Proc. I.R.E. heeft een artikel gestaan, dat zich bezig hield met de capacatieve uitvoering van het door U genoemde type. Daarin stonden curven, die als functie van de penafstand het reële- en het imaginaire deel van de ingangsimpedantie aangeven. Daaruit was af te leiden, dat deze grootheden over een groot deel van het *db* bereik varieerden. Het lopend maken van de ingang bleek een *db* fout te geven. Hebt U in dit verband wel eens moeilijkheden ontmoet?

S.:

- a) Hiervoor werd door mij een $1/2$ W koolweerstandje gebruikt. Zoals bekend verlopen de weerstandswaarden zeer sterk bij hoge frequenties en dit is dan ook de reden, dat de waarde experimenteel werd bepaald.
Bovendien hadden we nog een variabele in de hand, welke bestond uit een schijfje polystyreen van experimenteel te bepalen dikte en plaats tussen het weerstandje en het lusje.
- b) Aangezien de z.g. nulddemping bij het door ons vervaardigde type hoog was (± 20 *db*) hebben we hier weinig moeilijkheden mee gehad.



Het gebruik van richtingskoppelingen bij antenne- aanpassingsproblemen

door S. Gratama *)

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 3 Dec. 1951.

SUMMARY

This paper deals with the use of Directional Couplers for aerial matching purposes, mainly in the metric- and decimetric range. Emphasis is placed on the necessity of matching the aerial to the transmissionline when using a transmitter and in particular when feeding a mis-matched receiver adjusted for optimum signal-to-noise ratio.

The theory of the Reflectometer is developed and the advantages of this instrument over the Standing Wave Indicator are discussed.

Computations of expected probe-voltages and the necessary probe-resistors are given for an experimental model used over a frequencyband of 5—500 Mc/s.

Different types of Reflectometers and some other applications of Directional Couplers are indicated. Finally a method for obtaining a visual observation of the bandwidth of an aerial under test with the aid of a reflectometer is given.

Bij het overbrengen van hoogfrequente energie van een generator naar een antenne speelt het aanpassingsprobleem een hoofdrol.

In de zeer korte-golventechniek (m., d.m. en c.m. golven) maakt men voor het overbrengen van vermogen vrijwel uitsluitend gebruik van co-axiale geleiders en golfpijpen.

Bij zenders is het in de eerste plaats van groot belang dat het transport van het kostbare h.f.vermogen met een minimaal verlies geschiedt.

In de tweede plaats is het gewenst dat de uitgang van de zender met een reële weerstand belast wordt, zulks ter vereenvoudiging van het afstemprobleem. Een niet-reactieve belasting is in dit opzicht erg prettig.

Ook bij een ontvangsysteem is het zaak te zorgen dat de

*) Fysisch Laboratorium RVO—TNO, 's-Gravenhage.

antenne-impedantie reëel en in grootte gelijk aan de golfweerstand van de er mee verbonden transmissieleiding wordt. Aan de ontvangerzijde van de leiding zou aanpassing in verband met maximaal vermogen gewenst zijn.

Zoals echter bekend mag worden verondersteld komt deze maximaal vermogen conditie in het algemeen niet overeen met de optimale signaal-ruis conditie.¹⁾

Voor het verkrijgen van de maximale signaal-ruis verhouding, en deze is doorslaggevend, is een *opzettelijke „mis-aanpassing”* van de ontvanger nodig.

Aan deze zijde is dus de transmissie-leiding (afgekort t.m.l.) niet met de golfweerstand belast, maar met een weerstand, die bijv. 3 of 4 maal zo groot kan zijn als deze. Er treden dus staande golven in de t.m.l. op. Is nu de *antenne* niet aangepast aan de t.m.l. dan flucteert de spanning aan de ontvangeringang indien men de lengte van de t.m.l. verandert, of, hetgeen op hetzelfde neerkomt, de frequentie wijzigt. Dit is een ongewenste toestand.

Is nu daarentegen de t.m.l. aan de antennezijde wèl goed „afgesloten,” dan kan men met behulp van elementaire leidingtheorie gemakkelijk aantonen dat dan de spanning op de ontvanger-ingang onafhankelijk van de t.m.l.-lengte en dus ook van de frequentie wordt, mits de t.m.l. zelf verliesvrij is.

Het berekenen van de spanning op de ontvanger-ingang kan

nu geschieden aan de hand van fig. 1a, waar de ontvanger-ingangswaerstand $= p Z_0$ gesteld is. Aangezien de spanning op de ontvanger-ingang onafhankelijk van de t.m.l.-lengte is, blijft deze dezelfde, ook voor $l = 0$. Voor de berekening hiervan kunnen we dus de t.m.l. geheel weglaten! (fig. 1b)

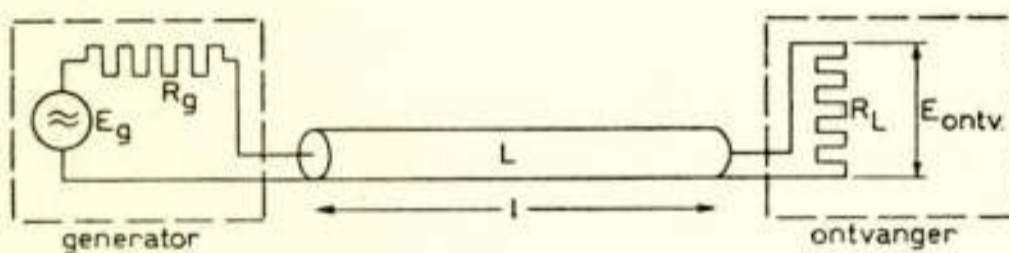


Fig 1a $L =$ verliesvrije transmissieleiding met golfweerstand Z_0 en lengte l
 $R_g = Z_0$
 $R_L = pZ_0$ gesteld

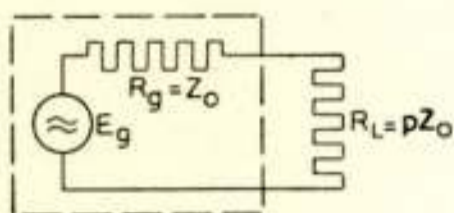


Fig 1b

$$E_{\text{ontv}} = E_g \frac{pZ_0}{R_g + pZ_0} = \frac{p}{p+1} E_g$$

(onafhankelijk van leidinglengte l en geldt dus ook voor $l = 0$)

In het algemeen is het, ter voorkoming van een frequentieafhankelijke spanning aan de ontvanger, voldoende wanneer de

¹⁾ Zie literatuuropgave op pag. 102.

t.m.l. òf aan de antennezijde, òf aan de ontvangkant juist wordt „afgesloten”.

Bovengenoemde verschijnselen zijn ook van belang voor de televisie-techniek. Bij onjuiste antenne-aanpassing, een enigszins lange [t.m.l. en een ontvanger, ingesteld op max. signaal-ruis verhouding, kan het gebeuren dat de verschillende h.f. componenten van het uitgezonden spectrum aan de ontvangeringang met een andere amplitude-verhouding aankomen dan de antenne ze afgeeft. Bovendien zullen de reflecties, die aan de antennezijde optreden, naar de ontvanger teruglopen en aanleiding kunnen geven tot zg. „ghosts”.

In de praktijk is de af te regelen antenne meestal voorzien van e.o.a. aanpassingsnetwerk, waarmee het mogelijk is de antenne-impedantie tot een reële weerstand, in grootte gelijk aan de kabel-golf-weerstand, te maken.

In vele gevallen is de antenne symmetrisch t.o.v. „aarde” en zal men bij gebruik van co-axiale kabel dus ook hebben te zorgen voor een overgang van de aardsymmetrische belasting naar de asymmetrische kabel. Er zijn hiervoor verschillende oplossingen mogelijk, die echter momenteel buiten het bestek van dit artikel vallen.

Bij de initiaal-instelling van het aanpassingsnetwerk zullen in het algemeen staande golven op de kabel ontstaan.

Uit de leidingstheorie is bekend dat men een dergelijke staande golf kan opvatten als een superpositie van twee lopende golven en wel een naar de belasting toe lopende, en een van de belasting terug lopende golf (gereflecteerde golf). De voorwaarts lopende golf bestaat uit een spanningsgolf E^+ en een stroomgolf I^+ . De gereflecteerde golf wordt gevormd door E^- en I^- . De volgende betrekkingen gelden:

$$\frac{E^+}{I^+} = Z_0$$

$$\text{en: } \frac{E^-}{I^-} = -Z_0$$

Hierin is Z_0 de golfweerstand van de beschouwde transmissieleiding (t.m.l.). De t.m.l. wordt in de loop van het verdere be-
toog als verliesvrij beschouwd.

In de voorwaarts lopende golf zijn E^+ en I^+ steeds in phase, evenals E^- en I^- in de gereflecteerde golf steeds in phase zijn. In beide golven zijn dus steeds het elektrische en magnetische

veld in tijdphase. Noemen we de voorwaarts lopende- en de gereflecteerde spanningsgolf ter plaatse van de belasting resp. E_L^+ en E_L^- , dan is:

$$\frac{E_L^-}{E_L^+} = K$$

Hierin is K de reflectie-coëfficiënt of -factor. K is een vector grootte en dus is in het algemeen:

$$K = |K| e^{j\varphi} = \frac{|E_L^-|}{|E_L^+|} e^{j\varphi}$$

Hierin stelt φ voor de hoek waarmede E_L^- op E_L^+ voorijlt. De hoek φ wordt bepaald door aard en grootte van de belasting.

Voor een verliesvrije leiding geldt dus ook $|K| = \frac{|E^-|}{|E^+|}$.

In plaats van de reflectiefactor rekent men ook veel met de z.g. staande-golfverhouding S , d.i. de verhouding tussen de maximale en minimale waarde van de staande golf.

Dus:

$$S = \frac{E_{max}}{E_{min}} = \frac{|E^+| + |E^-|}{|E^+| - |E^-|} = \frac{1 + |K|}{1 - |K|} \quad (1)$$

Bij juiste belasting van de t.m.l. (zg. aanpassing) geldt dus:

$$K = 0 \quad \text{en} \quad S = 1$$

Is de aanpassing ongeveer juist, dan wordt $|K|$ klein (enkele procenten) en kan men schrijven:

$$S = 1 + 2|K| \quad (2)$$

Bij het gebruik van korte en zeer korte golven komen voor de bepaling van de reflectiefactor en staande-golf verhouding twee instrumenten in aanmerking, en wel:

- a) Staande-golf indicator.
- b) Reflecto-meter.

In de staande-golf indicator 2) wordt gebruik gemaakt van een beweegbare probe of sonde, waarmede het staande golfpatroon in een co-axiale leiding of golfpijp wordt afgetast (relatieve spanningsmeting).

De staande-golf verhouding volgt onmiddellijk uit het quotient van de spanning gemeten ter plaatse van een maximum en die gemeten in een minimum van het staande golfpatroon: $S = \frac{E_{max}}{E_{min}}$.

Meet men nu ook nog, gaande in de richting van belasting naar generator, de afstand d_{min} van de belasting tot aan het eerst komende minimum, dan bepalen S en d_{min} volledig de aangesloten impedantie. Men kan aantonen dat voor dit geval geldt 3):

$$Z_L = Z_o \frac{1 - j S \operatorname{tg} \beta d_{min}}{S - j \operatorname{tg} \beta d_{min}} \quad (3)$$

Hierin is Z_L = belastingsimpedantie

Z_o = golf weerstand van de meetleiding

S = staande-golf verhouding

β = phase constante van de meetleiding = $\frac{2\pi}{\lambda}$

d_{min} = afstand van de belasting tot het eerste minimum.

Men kan bovenstaande betrekking graphisch afbeelden in een z.g. cirkel diagram, waardoor het mogelijk is bij gegeven S en βd_{min} direct het reële en imaginaire deel van de onbekende belastingsimpedantie af te lezen. Ook met behulp van het enigszins anders opgezette diagram van Smith 4) kan men hetzelfde doen.

Uit (1) volgt voor $|K|$:

$$|K| = \frac{S - 1}{S + 1} \quad (4)$$

Met behulp van een vector diagram van bijv. de aankomende en gereflecteerde spanningsgolf ter plaatse van de belasting vindt men gemakkelijk voor de phasehoek van de reflectiefactor:

$$\varphi = 2 \beta d_{min} \pm 180^\circ \quad (5)$$

Het plusteken geldt voor $\beta d_{min} \leq 90^\circ$ en het minteken voor $90^\circ < \beta d_{min} < 180^\circ$. Voor $0 < \varphi < 180^\circ$ is de belastingsimpedantie *inductief* en voor $180^\circ < \varphi < 360^\circ$ is deze *capacitief*.

Uit (4) en (5) ziet men dat de staande-golf indicator behalve de modulus van de reflectiefactor ook nog de phasehoek hiervan geeft.

Uit het volledige, eerder genoemde vector diagram

$(E_L^+, E_L^-, I_L^+$ en $I_L^-)$ volgt:

$$Z_L = Z_o \frac{1 + |K| e^{j\varphi}}{1 - |K| e^{j\varphi}} \quad (6)$$

Deze betrekking is uit de aard der zaak gelijkwaardig aan (3).

Uit de gemeten waarden voor $|K|$ en φ kan men weer met

behulp van het Smithdiagram het reële en imaginaire deel van Z_L bepalen.

Voor $|K| \leq 0,1$ is (6) te schrijven als:

$$Z_L = Z_o \left[\frac{1}{1 - 2|K| \cos \varphi} + j \frac{2|K| \sin \varphi}{1 - 2|K| \cos \varphi} \right] \quad (7)$$

Uit het bovenstaande volgt dus dat de staande golf indicator een volledige informatie omtrent de te meten impedantie geeft. Dit instrument is dan ook nog steeds de onvolprezen, universele impedantie-meter voor gebruik bij frequenties van ca 300 – 200.000 MHz. (1 m – 1,5 mm).

Het gebruik van de staande golf indicator levert praktische bezwaren op, zodra de frequentie lager wordt dan ca 300 MHz ($\lambda = 1$ m). De lengte van zo'n indicator moet liefst minstens $3/4 \lambda$ zijn om behoorlijk maxima en minima te kunnen observeren.

Voor gebruik bij televisie-frequenties zou de lengte in de orde van 4 à 5 m moeten zijn.

Gezien de hoge elektrische en mechanische eisen, die aan een dergelijk toestel gesteld worden, is het praktisch ondoenlijk dit voor een grote lengte te maken.

Heeft men behoefte aan een instrument alleen voor aanpassingsmetingen dan is de kennis van de modulus van de reflectiefactor voldoende. Men regelt dan de belastingsweerstand net zolang tot $|K| = 0$ wordt. Deze modulus kan men over een buitengewoon uitgebreid frequentiegebied (minstens 7 octaven) meten met behulp van de z.g. *Reflectometer* 5), d.i. een kort stuk meetleiding, voorzien van een tweetal richtingsgevoelige probes of sondes (z.g. „Directional Couplers”).

Om het betoog niet al te lang te maken zal hier alleen besproken worden de co-axiale reflectometer, die praktisch gebruikt wordt tussen 3 en 1000 MHz.

(Een moeilijkheid bij toepassing van richtingskoppelingen in golfpijpen is de frequentie-afhankelijkheid van de pijp-golfweerstand. Zonder speciale maatregelen zijn reflectometers voor golfpijpen niet over een groot frequentiegebied bruikbaar 6). Ook de richtingskoppelingen, werkend met sleuven en gaten 7) zijn uit de aard der zaak sterk frequentie-afhankelijk).

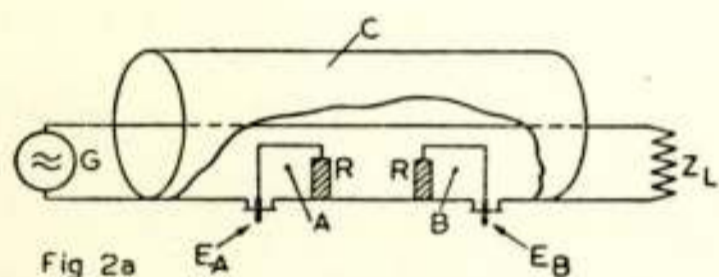
In principe bestaat de reflectometer uit een stukje co-axiale leiding, waarin zich twee richtingskoppelingen A en B bevinden (zie fig. 2a). Het stukje meetleiding wordt opgenomen in de te onderzoeken t.m.l. en hierbij geeft probe A een spanning af die evenredig is met E^+ terwijl probe B een spanning produceert

evenredig met E^- (zie 2b en 2c). De golfweerstand Z_0 van het stukje meetleiding wordt gelijk gekozen aan die van de te onderzoeken t.m.l. welke verliesvrij wordt gedacht. De verhouding van de |spanningen| van B en A geeft de modulus van de reflectiefactor. Het afregelen van de belastingsweerstand moet dus zodanig geschieden dat de afgegeven spanning van sonde $B = 0$ wordt.

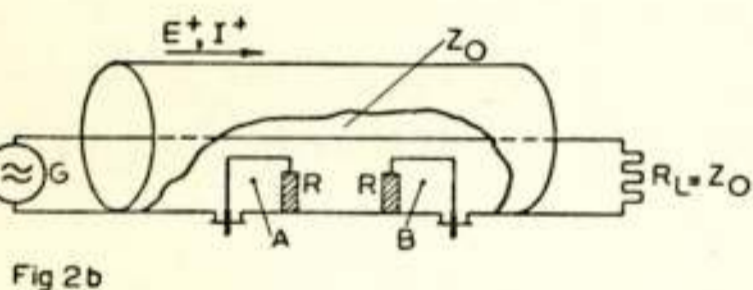
De reflectometer heeft de volgende, voor de praktijk gunstige eigenschappen:

1. Directe aanwijzing van de voorwaarts lopende en gereflecteerde golf.
2. Bruikbaar over een zeer groot frequentiegebied.
3. Veroorzaakt weinig verstoring in de te meten t.m.l.
4. Zeer compact.
5. Geen bewegende delen.
6. Redelijk nauwkeurig. Een reflectiefactor van 1 à 2% kan gemeten worden (gereflecteerd vermogen $\frac{1}{10.000}$ à $\frac{1}{2500}$ van het voorwaarts lopende). Dit komt overeen met een staande-golfverhouding van 1.02 à 1.04 en is voor de meeste praktische toepassingen ruim voldoende.

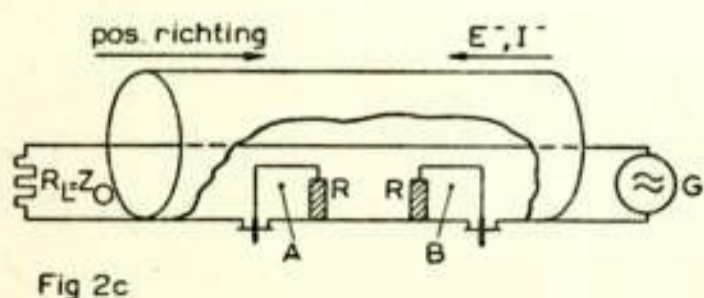
7. Men kan er snel mee meten (nul-methode). Hierdoor ziet men onmiddellijk bij elke instellingsverandering van het aanpassingsnetwerk of men in de goede richting gaat.



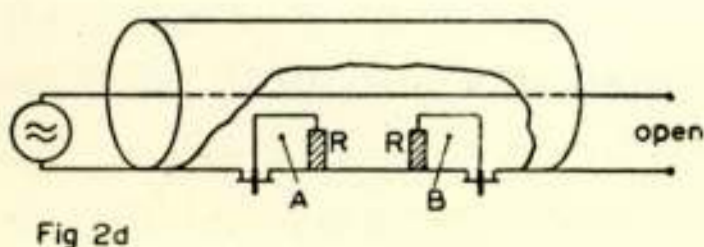
$$\begin{aligned} |E_A| &= C |E^+| \\ |E_B| &= C |E^-| \\ \frac{|E_B|}{|E_A|} &= \frac{|E^-|}{|E^+|} = |K| \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} |E_A| &= C |E^+| \\ E_B &= 0 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} E_A &= 0 \\ |E_B| &= C |E^-| \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} |E_A| &= C |E^+| \\ |E_B| &= C |E^-| \\ |E_A| &= |E_B| \\ |K| &= 1 \end{aligned}$$

Inrichting van een reflectometer zie fig. 2a.

C is het stukje meetleiding, A en B zijn de richtingskoppelingen. In fig. 2b is alleen een van links komende (voorwaarts lopende) golf aanwezig en in dit geval is de spanning van $A = C \cdot E^+$ en die van $B = 0$.

In fig. 2c is de situatie

omgekeerd. De generator is nu rechts aangesloten en stuurt een lopende golf van rechts naar links. Dit komt overeen met een gereflecteerde golf in fig. 2b. Nu is spanning van $A = 0$ en die van $B = C \cdot E^-$.

In fig. 2d is de meetleiding rechts open (onbelast). De probes geven nu ieder een gelijke spanning af, daar in dit geval $|E^+| = |E^-|$ is.

In fig. 3 is probe A vergroot weergegeven en bestaat uit een

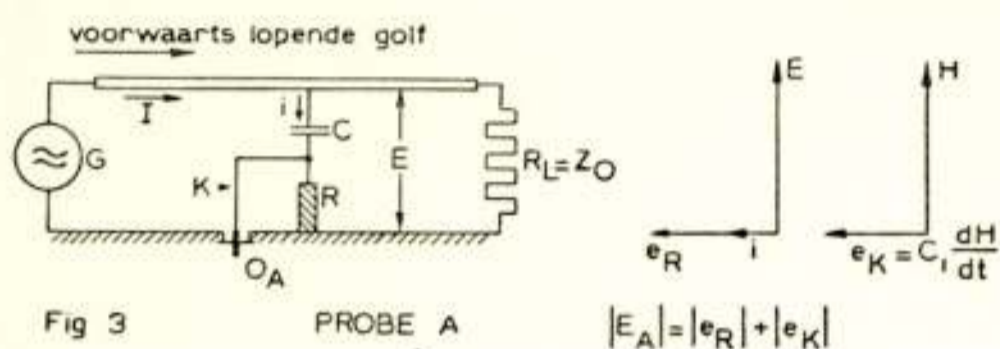


Fig 3

PROBE A

$$|E_A| = |e_R| + |e_K|$$

koppellusje k , een weerstand R en een koppelcapaciteitje C , gevormd door de bovenkant van het lusje en de binnengeleider.

Voorlopig wordt de outputklem O_A verondersteld onbelast te zijn (open). De lijnspanning E veroorzaakt een stroom I door

C en R . Daar ervoor gezorgd wordt dat $\frac{I}{\omega C} \gg R$, is de span-

ning aan R (e_R) dus met zeer grote benadering 90° in phase voor op E . De lijnstroom I veroorzaakt een magnetisch veld H rond de binnengeleider. Aangezien in een lopende golf steeds E en I in phase zijn, zijn dus ook E en H in phase. Het magnetische veld H induceert een spanning in de koppellus k en wel is $e_k = C_1 \frac{dH}{dt} = C_2 j \omega \phi$ waarin $\phi =$ totale flux gaande door de koppellus. In dit geval is e_k 90° voor op H .

De spanningen e_R en e_k zijn dus *in phase* en de afgegeven spanning in O_A is gelijk aan de algebraïsche som van e_R en e_k .

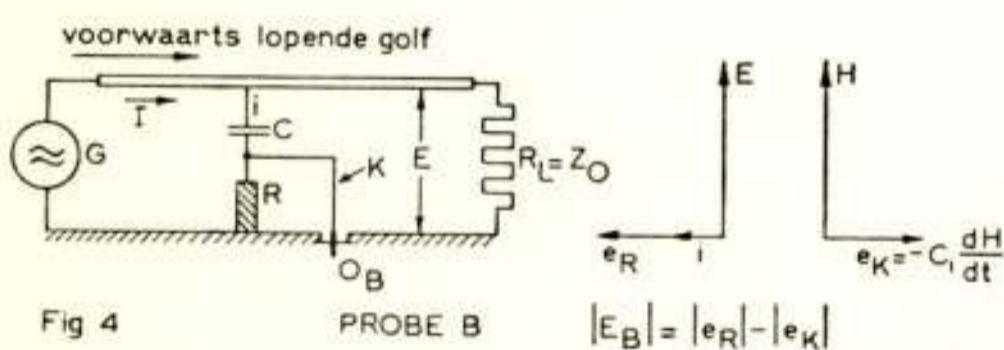


Fig 4

PROBE B

$$|E_B| = |e_R| - |e_K|$$

Bij probe B (fig. 4) is het koppellusje 180° gedraaid t.o.v. dat van probe A. Hier zijn dus nu e_R en e_k in tegenphase en de span-

ning in O_B is gelijk aan het algebraïsch verschil van e_R en e_k . Wordt nu door juist gekozen waarden van C , R en flux (probes zijn draaibaar) gezorgd dat $|e_R| = |e_k|$ dan geeft probe B in dit geval een outputspanning $= 0$.

Het is duidelijk dat de door de sondes A en B afgegeven |spanningen| onafhankelijk zijn van de plaats van deze probes in het (verliesvrije) stukje meetleiding.

In de gedemonstreerde reflectometer waren de sondes tegen-

over elkaar in de meetleiding aangebracht; dit is evenwel geenszins noodzakelijk,

Grootte van de in de koppellus opgewekte spanning e_k (zie fig. 5).

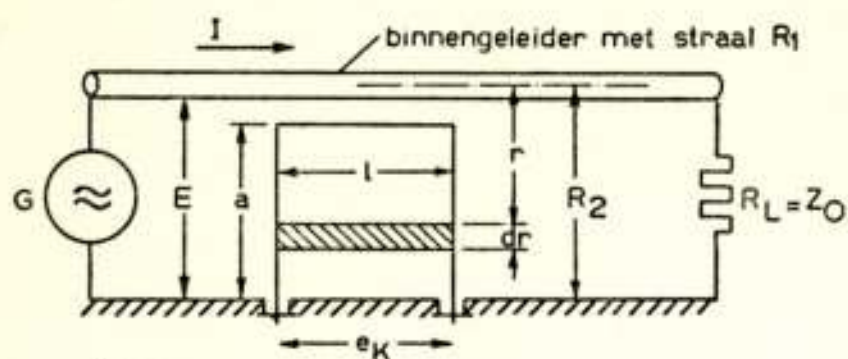


Fig 5

In eerste instantie wordt de insteekdiepte a van de koppellus zo groot verondersteld dat de binnengeleider niet geraakt wordt, d.w.z. $a = R_2 - R_1$ (koppeling maximaal).

Beschouwen we de flux $d\phi$ gaande door het strookje $l dr$ van de koppellus dan is:

$$d\phi = \mu_0 H_r l dr$$

Hierin is $H_r = \frac{I}{2\pi r}$. De totale flux ϕ gaande door koppellus is dus:

$$\Phi = \frac{\mu_0 l \cdot I}{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \frac{\mu_0 \cdot l \cdot I}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

Hieruit volgt voor e_k :

$$e_k = \frac{d\phi}{dt} = \frac{j\omega \mu_0 l I}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1} \quad (8)$$

Nu geldt voor de golfweerstand van het stukje meetleiding L :

$$Z_o = \frac{Z_{sp}}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1} \quad (9)$$

Hierin is $Z_{sp} =$ golfweerstand van de ruimte $\approx 377 \Omega$.

Voeren we (9) in in (8) dan komt er:

$$e_k = \frac{j\omega \mu_0 l I Z_o}{Z_{sp}} \quad (10)$$

Verder geldt nog: $I Z_o = E$, dit in (10) geeft:

$$e_k = \frac{j\omega E \mu_0 l}{Z_{sp}} \quad (11)$$

Hierin is $E =$ lijnspanning in volts

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Henry/m}$$

$$l = \text{lengte koppellus in m.}$$

Bij de werkelijke instelling van de probe-insteekdiepte is $a < R_2 - R_1$. Hierdoor wordt het werkzame oppervlak van de lus met een factor p verkleind ($p < 1$).

Verder moet de probe ook nog draaibaar zijn en maakt het vlak van de lus een hoek Θ met de binnengeleider. Hierdoor wordt uiteindelijk:

$$e_k = \frac{j \omega E \mu_0 l p \cdot \cos \Theta}{Z_{sp}} \quad (12)$$

Grootte van de probe weerstand R .

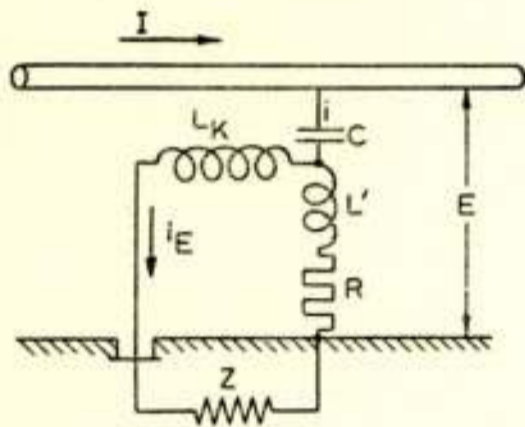


Fig 6

Voor de berekening hiervan is in fig. 6 de probe nog eens overgetekend en nu is aan de uitgangsklemmen een detector met impedantie Z aangesloten. L_k = zelfinductie van de koppellus en L' is de zelfinductie van de weerstand R .

Daar weer $\frac{I}{\omega C} \gg R$ geldt:

$$i = j E \omega C$$

en

$$i_E = \frac{(R + j \omega L') \cdot i}{R + j \omega L_k + j \omega L' + Z} = \frac{j E \omega C (R + j \omega L')}{R + j \omega (L_k + L') + Z} \quad (13)$$

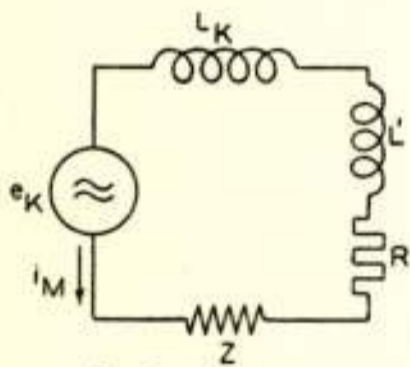


Fig 7

Dit is dus de stroom door Z t.g.v. de lijnspanning E . De in de koppellus opgewekte spanning t.g.v. het magnetische veld geeft ook aanleiding tot een stroom i_m door Z (zie fig. 7).

Uit deze fig. volgt:

$$i_M = \frac{e_k}{R + j \omega (L_k + L') + Z}$$

Voeren we (12) in dan komt er:

$$i_M = \frac{j \omega E \mu_0 l p \cos \Theta}{Z_{sp} [R + j \omega (L_k + L') + Z]}$$

Nu moet $i_M = i_E$ en dus:

$$\frac{j E \omega C (R + j \omega L')}{R + j \omega (L_k + L') + Z} = \frac{j \omega E \mu_0 l p \cos \Theta}{Z_{sp} [R + j \omega (L_k + L') + Z]}$$

Hieraan kan alleen worden voldaan indien $L' = 0$, d.w.z. wanneer de weerstand R reëel is.

In dit geval vindt men voor R :

$$R = \frac{\mu_0 l \cdot p \cos \Theta}{Z_{sp} \cdot C} \quad (14)$$

Hieruit volgt onmiddellijk dat de grootte van R onafhankelijk van de gebruikte frequentie is. Heeft men eenmaal de juiste waarde voor R gevonden dan geldt deze voor alle frequenties.

Wat leveren de uitdrukkingen (12) en (14) op in praktische gevallen?

Beschouwen we hiertoe een experimentele uitvoering van een reflectometer voor gebruik tot ca 500 MHz. De bij deze frequentie gebruikte lijnspanning bedroeg ca 0,1 volt (meetzender). De koppelluslengte l was ca 10^{-2} m = 1 cm (De koppellus moet klein zijn t.o.v. de golflengte indien men de stromen hierin als quasi-stationnair wil beschouwen).

Verder waren $C \approx 0,1$ pF = 10^{-13} F en $p \cos \Theta \approx 0,3$.

Hieruit volgt voor R :

$$R = \frac{4\pi \times 10^{-7} \times 10^{-2} \times 3 \times 10^{-1}}{377 \times 10^{-13}} = 100 \Omega$$

Bij deze frequentie is $\frac{1}{\omega C} \approx 3200 \Omega$ d.w.z. zeer groot t.o.v. R .

Richtfactor.

Wanneer de meetleiding belast wordt met een weerstand gelijk aan Z_0 wordt de reflectie-factor = 0 en zou dus de spanning van probe B ook nul moeten zijn. De verhouding $\frac{|E_A|}{|E_B|}$ zou in dit geval dus oneindig worden. Practisch is dit niet te verwezenlijken, vooral niet bij de hoogste frequenties. De verhouding $\frac{|E_A|}{|E_B|}$ die men practisch kan bereiken heet de richtfactor.

Deze kan bij 500 MHz 100 à 200 zijn. Bij lagere frequenties stijgt deze factor (minder last van zelfinductie van R). Met een richtfactor van 100 meet men dus, met de meetleiding „lopend” belast, een reflectiefactor van 1% inplaats van nul.

Met het oog op het te gebruiken detectie- en versterkersysteem is het van belang te weten hoe groot de te verwachten minimum uitgangsspanning van de probe B zal zijn bij een richt-

factor van bijv. 100. Dit kunnen we berekenen aan de hand van (12).

Voor bovengenoemde experimentele reflectometer werkend op 500 MHz wordt:

$$|e_k| = \frac{2\pi \cdot 500 \times 10^6 \times 10^{-1} \times 4\pi \times 10^{-7} \times 10^{-2} \times 3 \times 10^{-1}}{377} = 3.20 \text{ mV.}$$

Bij een richtfactor van 100 is dus de minimum te detecteren spanning:

$$|e_{min}| = \frac{2|e_k|}{100} = \underline{64 \mu V.}$$

Voor extreem hoge frequenties geschiedt de detectie het beste met een daarvoor geschikte kristal-diode. De meetzender of andere generator wordt amplitude gemoduleerd met een z.g. kanteelspanning, zulks om frequentie-modulatie te vermijden. De detector levert dan een wisselspanning af die via een afgestemde laagfrequent versterker (1000 Hz) een indicatie-instrument voedt. Met deze methode kan men een gevoeligheid voor h.f.spanningen bereiken, die beneden $10 \mu V$ ligt.

Geschikte kristal detectoren zijn bijv. de typen: 1 N 21 B, 1 N 21 C, 1 N 23 A, 1 N 23 B e.a.

Voor frequenties beneden 150 MHz kan men ook zeer goed germanium kristal detectoren zoals type O A 50, 1 N 34 etc. gebruiken. Al deze detectoren werken bij bovengenoemde lage spanningen vrijwel kwadratisch. Het is uit de aard der zaak gewenst de detectie-„wet” te kennen. Dit gaat zeer gemakkelijk m.b.v. de geijkte verzwakker van een meetzender.

Bij frequenties lager dan ca 30 MHz zal men bij voorkeur een geijkte micro-voltmeter in de vorm van een daarvoor ingerichte communicatie-ontvanger aan de probe-uitgang aansluiten. Uit (12) blijkt dat de outputspanning van de probes recht evenredig met de frequentie is.

Voor elk octaaf frequentie-verlaging vermindert de probe-uitgangsspanning dus met 6 db. Heeft men nu een reflectometer, die bij 500 MHz met een lijnspanning van 0,1 V bedreven wordt, dan zal men, indien men bij 5 MHz dezelfde grootte van outputspanning wenst, de generatorspanning tot 10 volt moeten opvoeren.

Enkele details.

Zoals is afgeleid moet de weerstand R in de probes voor

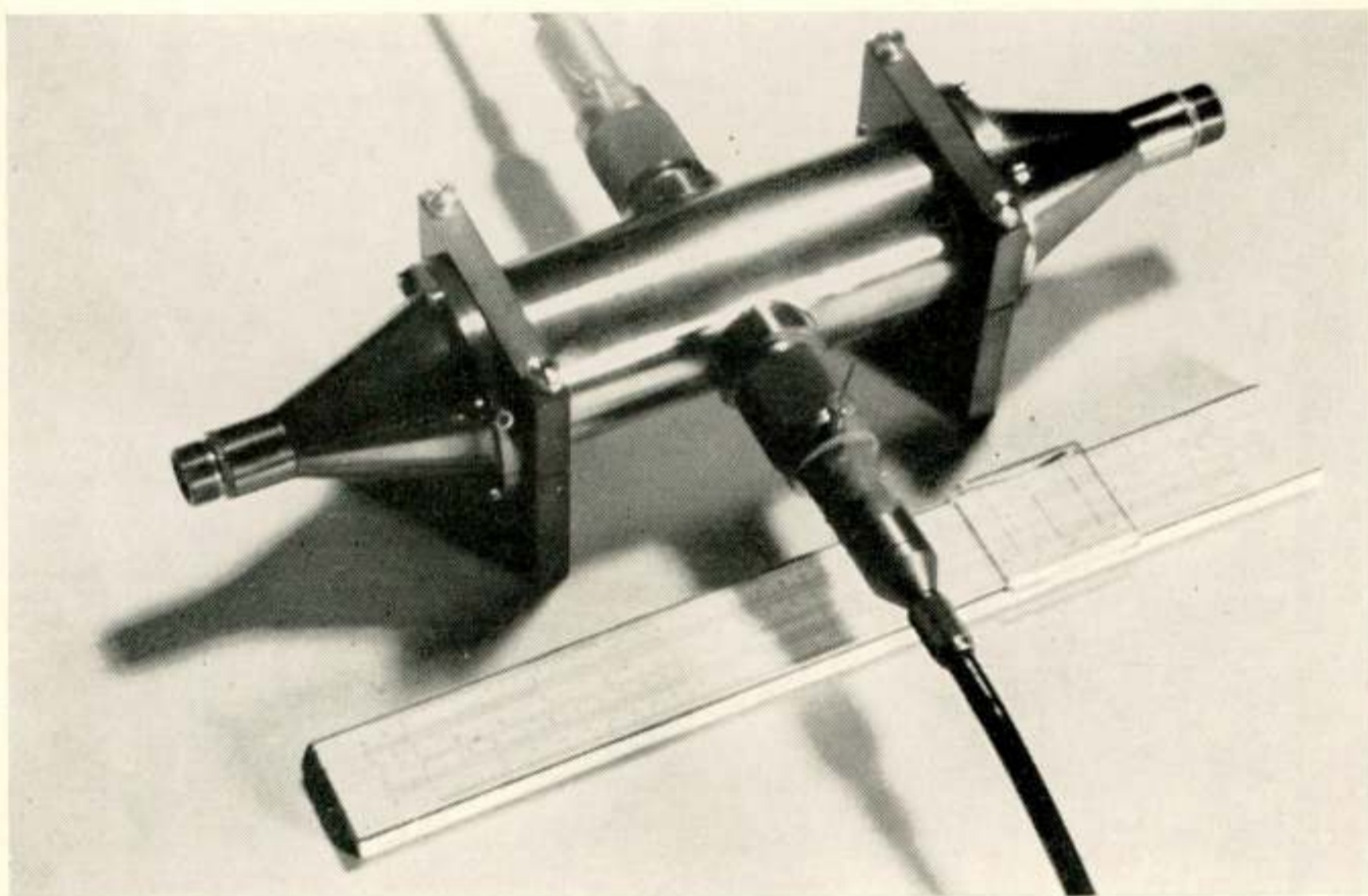


Fig. 9.

alle te gebruiken frequenties reëel en constant zijn. Dit is één van de moeilijke problemen van de reflectometer.

In het gedemonstreerde instrument zijn de probes ongeveer

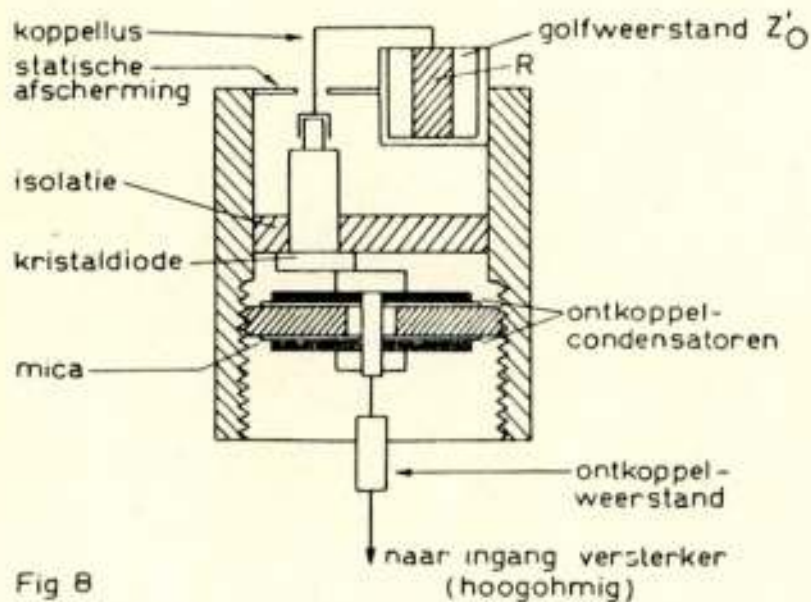


Fig 8

geconstrueerd zoals in fig. 8 aangegeven. De weerstand R is „opgesloten” in een koperen cilindertje en vormt aldus de binnengeleider van een miniatuur stukje coaxiale leiding. De weerstand is een miniatuur koolweerstandje van 100Ω met een diameter van $\frac{1}{4}$ en een lengte van 9 mm. De benodigde weerstand Z'_0 van het

stukje coaxiale leiding is bepaald volgens de methode van Crosby en Pennypacker 8), die voor de optimum waarde

geven: $Z'_0 = \frac{R}{\sqrt{3}}$. Bij deze waarde van de golfweerstand en een

weerstandje, waarvan de verhouding $\frac{\text{lengte}}{\text{golflengte}} < 0,02$, is de

ingangsimpedantie reëel en constant. (Een analoge constructie wordt ook toegepast door Allan en Curling in een reflectometer voor gebruik in een 10 cm golfpijp). 5)

De koppellus k is direct op de kristal-diode bevestigd. Onmiddellijk achter het kristal bevindt zich een ont koppelcondensator en een weerstand in serie met de leiding naar de l.f.versterker, om doordringen van h.f.spanningen naar deze versterker te voorkomen. Tevens is dit filter zeer effectief om storende h.f.spanningen, die bijv. door de kabel of de versterker worden „opgepikt” van het kristal af te houden. De vertoonde reflectometer is afgebeeld in fig. 9. De sondes A en B zijn hier tegenover elkaar aangebracht, hoewel dit niet noodzakelijk is. Voor een juiste instelling moeten de probes draaibaar en de insteekdiepte variabel zijn. [Regeling flux en koppelcapaciteitje.]

Bij het instellen belast men de reflectometer met een reële weerstand 9) gelijk aan de golfweerstand van het instrument en regelt de „nulspanningsprobe” (B) af. Vervolgens verwisselt men generator en belasting en regelt de andere probe op „nul” af. Het beste controleert men de belastingsweerstand eerst met behulp van een staande-golfdetector. Tevens is dit instrument natuurlijk aangewezen om van de reflectometer zelf de staande-golfverhouding te bepalen.

Deze verhouding is voor een goed geconstrueerde reflectometer kleiner dan 1.05.

Verskillende uitvoeringen van de reflectometer.

In de figuren 10, 11 en 12 zijn verschillende uitvoeringsvormen van reflectometers weer-

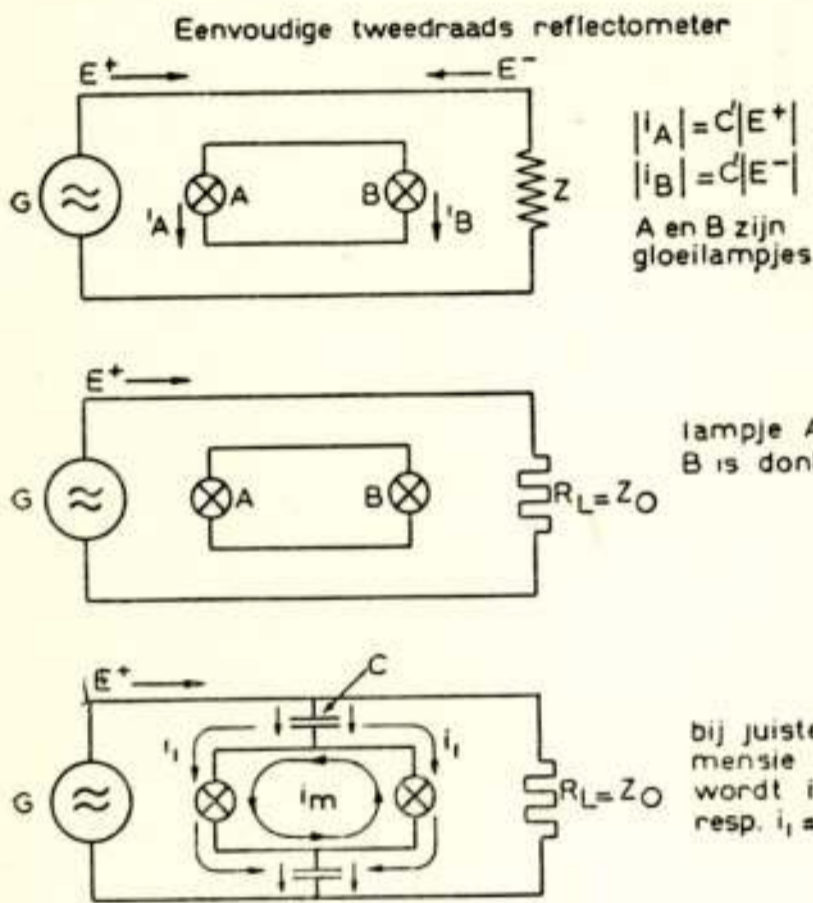
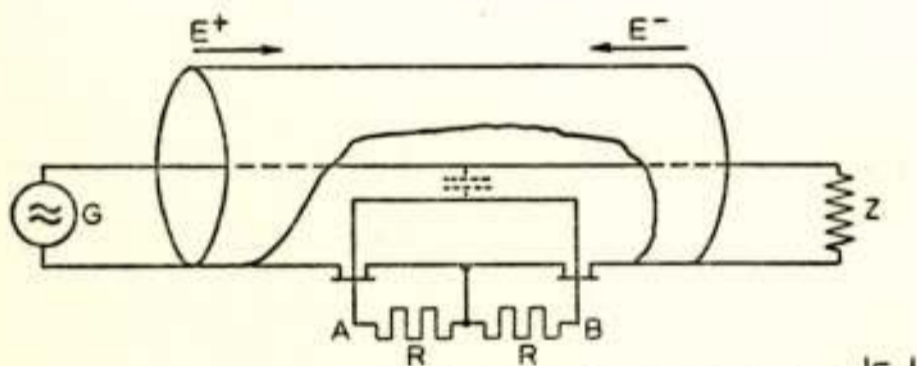


Fig 10



Bij deze uitvoering geldt: $|E_A| = C|E^-|$ en $|E_B| = C|E^+|$ $|K| = \frac{|E_A|}{|E_B|}$

Fig 11

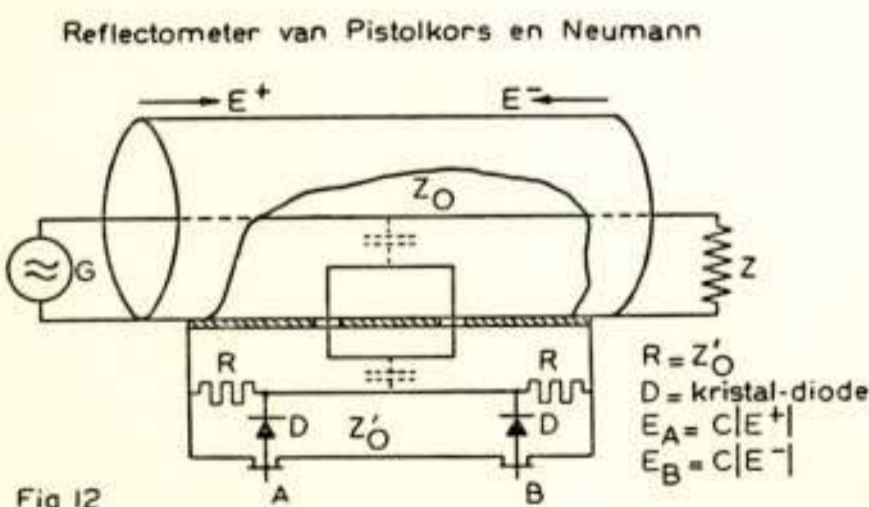


Fig 12

gegeven. Na al het voorgaande spreken deze voor zichzelf.

Het schijnt dat Pistolkors en Neumann het eerst het idee van de richtingskoppelingen hebben gelanceerd 10). De uitvoering van hun instrument is in fig. 12 geschetst. Men zal gemakkelijk kunnen inzien dat in dit geval de voorwaarts lopende golf een stroom veroorzaakt in weerstand A, terwijl de gereflecteerde golf dit doet in weerstand B.

Impedantiemetingen met behulp van richtingskoppelingen.

Volledigheidshalve zullen hier zeer in het kort nog enkele andere toepassingen van richtingskoppelingen vermeld worden.

De reflectometer is zoals werd aangetoond, geschikt voor het meten van de modulus van de reflectie-factor.

Zijn we op de een of andere wijze in staat ook de phasehoek φ van deze factor te meten, dan is de belastingsimpedantie volledig bekend. Men kan dan bijv. met het Smith diagram of an-

dere cirkeldiagrammen het reële en imaginaire deel van deze impedantie bepalen 4, 11). De phasehoek φ kan men op verschillende wijzen meten. B. Parzen doet dit als volgt (12):

In de meetleiding bevinden zich, behalve de richtingskoppe-lingen, ook nog een spanningssonde en een tegenover deze sonde aangebrachte variabele capaciteit. Met deze capaciteit kan men het „teken” van de belastingsimpedantie bepalen.

Men beschikt dan over de volgende gegevens:

- a) Spanning op de meetleiding ter plaatse van de spanningssonde.
- b) Aard der belasting (inductief of capacitief).
- c) Modulus van de reflectiefactor.
- d) „Electrische” lengte van af de sonde tot aan de belasting, gemeten in graden.

Met behulp van deze gegevens kan men in het Smith-diagram direct het reële en imaginaire deel van de belastingsimpedantie vinden. (13)

Ook kan men φ bepalen door de phaseverhouding van de probe-spanningen E_A en E_B (fig. 2a) te meten met behulp van een phasemeeitinrichting. Dit is in principe de methode zoals B. M. Sosin deze toegepast heeft. 14).

Zichtbaar maken van de bandbreedte van een antenne.

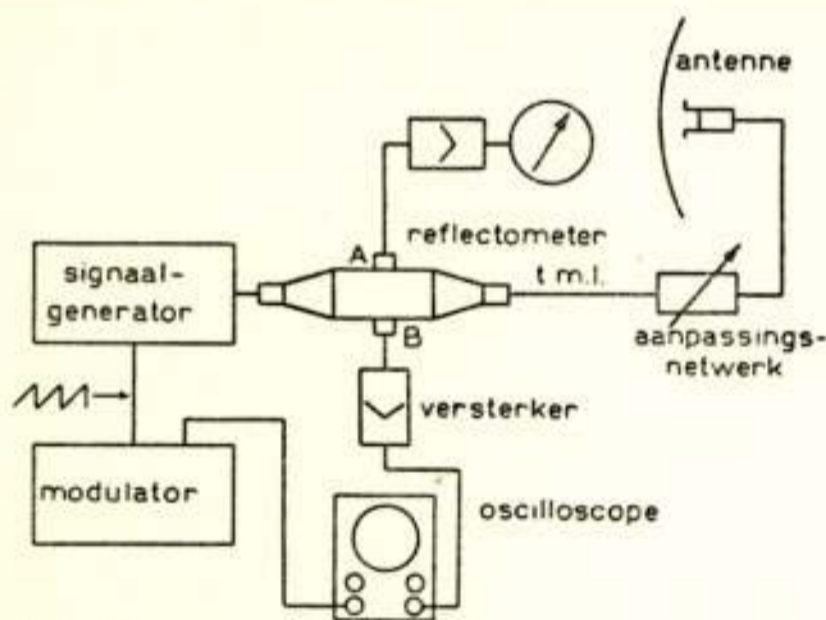
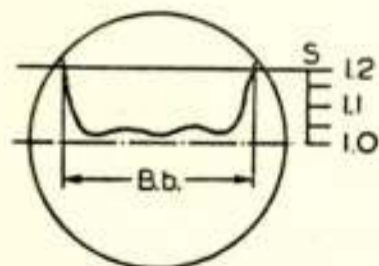


Fig 13

Dit is aangegeven in fig. 13.

De signaal-generator wordt frequentie gemoduleerd door middel van een z.g. zaagtand spanning, afkomstig van de modulator. De frequentie gemoduleerde trilling wordt via de reflectometer en de trans-

missieleiding naar de antenne geleid. De spanning van probe B (gereflecteerde golf) wordt via een versterker aangesloten op een electronenstraal-oscillograaf, waarvan de tijdbasis gesynchroniseerd wordt door de bovengenoemde zaagtandgenerator.



B.b bandbreedte bij een $S_{max} = 1.2$

Fig 14

Bij goede instelling en afregeling van het geheel verkrijgt men een beeld, zoals die in fig. 14 globaal is aangegeven. Het grote voordeel van deze

visuele methode is dat men bij het instellen van het aanpassingsnetwerk onmiddellijk ziet wat er over de gehele gewenste bandbreedte gebeurt met de reflectie-factor en dus ook met de staande-golfverhouding.

Demonstratie.

Gedemonstreerd werd het aanpassen van een antenne aan een transmissieleiding bij een werkfrequentie van ca 500 MHz.

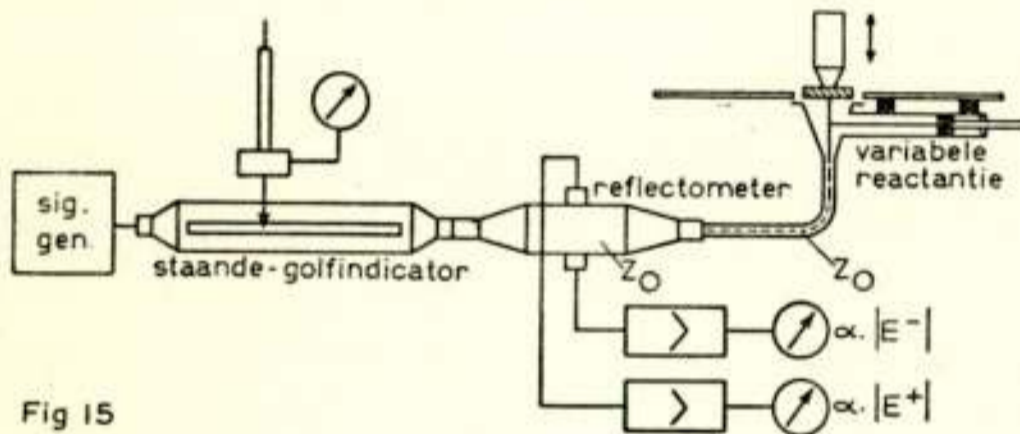


Fig 15

In fig. 15 is de gedemonstreerde opstelling in blokschema aangegeven. De signaal-generator voedt de antenne via een contrôle staande-golf-indicator, een reflectometer en een stuk co-axiale kabel met $Z_0 = 70 \Omega$. De antenne

bestaat uit een verticale staaf ter dikte van $\frac{\lambda}{30}$, opgesteld boven

een metalen plaat (z.g. „ground-plane” antenne). De lengte is variabel en hierdoor kan het reactieve en reële deel van de antenne-ingangsimpedantie geregeld worden. In het antennevoedingspunt is nog een regelbare reactantie parallel aan de transmissieleiding aangebracht. Deze reactantie bestaat uit een stuk co-axiale leiding aan een uiteinde kortgesloten door een verplaatsbare zuiger. Hiermede is het mogelijk een positieve of negatieve reactantie te maken. Bij een bepaalde instelling van

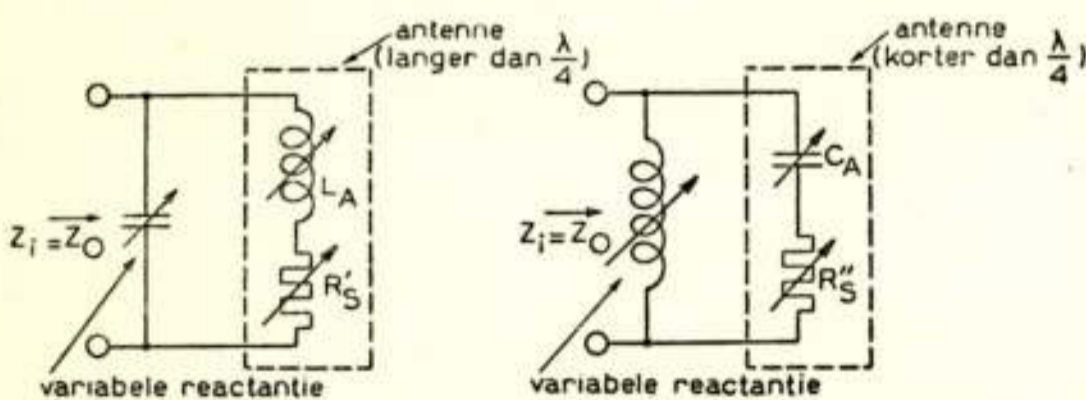


Fig 16

de antennelengte en de plaats van de zuiger kan een juiste belasting van de kabel verkregen worden (fig. 16).

Dit werd aangetoond met behulp

van probe *B* (gereflecteerde golf) en gecontroleerd met de staande-golfindicator. De staande golfverhouding van het geheel, d.w.z. reflectometer, t.m.l. en antenne, bedroeg ca 1,04.

Literatuur

1. The Noise Characteristics of Radar Receivers. L. A. Moxon. J. I. E. E. vol. 93, Part. III A no. 6, 1946, pg. 1130-1143.
 2. Het meten van impedanties bij hoge frequenties en toepassingen van de staande-golfindicator. H. J. Lindenhovius. Tijdschr. Ned. Radio-genootsch. Maart 1947, Deel XII, no. 2, pg. 65-82.
 3. Zie o.a. Transmission Lines, Antennas and Waveguides (Boek). King, Mimno and Wing. McGraw-Hill 1945, pg. 40.
 4. Transmission Line Calculator. P. H. Smith, Electronics. Vol. 12, Jan. 1939, pg. 29-31.
 5. Theory and Design of the Reflectometer. B. Parzen and A. Yalow. Electrical Comm. March 1947, vol 24, pg. 94-101.
The Reflectometer. H. R. Allan and C. D. Curling. Proc. I. E. E. Part III, Jan. 1949. pg. 25-31.
Very High Frequency Tehniques. (Boek). Radio Research Laboratory Harvard University, McGraw-Hill 1947, Vol. II Chapter 24, pg. 594-606.
 6. A Wide-Band Directional Coupler for Wave-guide. H. C. Early. Proc. I. R. E. 1946, 34, pg. 883.
 7. Zie o.a.: Principles of Radar (boek) Radar School M. I. T., McGraw-Hill 1946, chapter X, art. 14.
 8. Radio Frequency Resistors as Uniform Transmission Lines. D. R. Crosby and C. H. Pennypacker, Proc. I. R. E. Febr. 1946, pg. 62 P-67 P.
 9. A Tapered Line Termination at Microwaves, C. J. Clemens. Quarterly of Appl. Mathematics, Vol. VII, Jan. 1950 no. 4, pg. 425-433.
 10. The Measurement of Power at Centimetric and Decimetric Wavelengths. M. C. Crowley-Milling, D. S. Gordon, C. W. Miller and G. Saxon. J. I. E. E. Vol. 93. Part IIIA, no. 9, 1946, pg. 1455.
 11. Charts for Transmission Line Measurements and Computations. P. S. Carter. R. C. A. Review, January 1939, pg. 355-369.
 12. Impedance Measurement with Directional Couplers and Supplementary Voltage Probe. B. Parzen, Proc. I. R. E. Vol. 37, Oct. 1949, pg. 1208-1211.
 13. Note on the Measurement of Impedance with the Impedometer. W. Sichak. Electrical Comm. Vol. 28, March 1951, no. 1 pg. 54.
 14. Application of Directional Couplers to Amplitude Ratio and Phase Measurements at Very High Frequencies. B. M. Sosin, Marconi Review no. 100. Vol. XIV, 1951, pg. 39-58.
-

De cirkelvormige meetlijn met oscillograaf-indicatie

door W. Metzelaar *)

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 3 Dec. 1951.

SUMMARY

A system is described in which the Voltage Standing Wave Ratio on a slotted coaxial line is made continuously visible on a cathode-ray oscilloscope. For this purpose the slotted-line has been built in circular shape. The probe is driven by an electric motor. Pulses derived from the motor-shaft are used for obtaining synchronism of the horizontal deflection of the oscilloscope and also for securing the distance between voltage minima on the line. Examples are given to show the advantage of this method over conventional slotted-line measurements.

Het is niet algemeen bekend dat de Duitsers in de laatste wereldoorlog beschikten over een draadloos telefoonsysteem met meerdere kanalen. Deze zogenaamde „Richtfunk“, waarbij gebruik gemaakt werd van golven tussen 50 en 60 cm lengte, was een ontwikkeling van de firma Telefunken en werd aangeduid met de namen „Michael“ en „Rudolph“. Het systeem strekte zich uit vanaf Noorwegen tot aan de Zwarte Zee en bezat vele vertakkingen; een der eindstations voor een dergelijke vertakking moet in Dordrecht gestaan hebben.

Een nadere beschouwing van het systeem valt buiten het kader van deze voordracht; daartoe zij verwezen naar het artikel van Dietrich en Barkow¹⁾. Wel dient vermeld te worden dat met dit systeem afstanden van ongeveer 50 km in vlak land en van soms meerdere honderden kilometers in bergland overbrugd werden met behulp van slechts enkele watts zendenergie. Dat desondanks verbindingen tot stand gebracht werden met een signaal-ruis verhouding, die vaak beter was dan op kabelverbindingen, was mogelijk door toepassing van

*) Raadgevend en Researchbureau voor Telecommunicatie en Electronica, den Haag.

¹⁾ E. Dietrich u. P. Barkow, „Die Dezimeterwellen in Fernsprechdienst der Deutschen Post“, F.T.Z., Mai 1950.

scherp bundelende antennes en verliesarme, goed toegepaste voedingskabels.

Voor de ontwikkeling en het onderhoud van de benodigde zend- en ontvang apparatuur werd door Prof. H. H. Meinke van de Technische Hogeschool te München een meetinstallatie ontworpen, bekend onder de oorlogsnaam „Aurora”¹⁾. Deze meetinstallatie is gebaseerd op de bekende „slotted line”²⁾³⁾.

Het werken met de slotted line of meetlijn, is tamelijk omslachtig. In de meeste gevallen kan de meting niet beperkt blijven tot het vaststellen van de reële en imaginaire componenten van de te meten impedantie, maar moet deze impedantie aan bepaalde voorwaarden voldoen. Als regel betreft het metingen, die verricht moeten worden om een juiste aanpassing te verkrijgen tussen een lijn en een bepaalde impedantie, bijvoorbeeld een zender, een ontvanger of een antenne. Het interpreteren van de aan de impedantie aangebrachte wijziging kost veel tijd en het kan soms lang duren voordat men bij een slechte aanpassing, waarbij grote staande-golf verhoudingen optreden, de juiste weg inslaat naar een goede aanpassing.

Men ziet zich genoodzaakt van elke meting een diagram te tekenen en uit dit diagram, hetzij door berekening, hetzij door gebruik te maken van de „Smith Calculator”⁴⁾ de tussenstadia van de af te regelen impedantie te bepalen alvorens tot de volgende stap te kunnen overgaan.

Vanzelfsprekend hebben velen hun gedachten laten gaan over een meetlijn, waarbij de *sgv* direct afleesbaar is. Een klassiek voorbeeld daarvan is de Lecher-lijn, waarin op bepaalde afstanden gloeilampjes waren opgenomen. Een toepassing van deze grove methode vindt plaats bij de Britse GPO voor instructieve doeleinden⁵⁾.

¹⁾ B.I.O.S. Final Report No 1228 Item Nos. 7 & 9, p. 5—7.

²⁾ H. J. Lindenhovius, „Het meten van impedanties bij hoge frequenties en toepassing van de staandegolf-indicator”, Tijdschr. Ned. Rad. Gen. Deel XII No. 2.

³⁾ H. H. Meinke, „Meszgeräte und Meszverfahren für Dezimeterwellen”, Manuskript der Techn. Hochsch. München, p. 23.

⁴⁾ Philip H. Smith, „Transmission Line Calculator”, Electronics, Jan. 1939.

Philip. H. Smith, „An Improved Transmission Line Calculator”, Electronics, Jan. 1944.

⁵⁾ J. H. L. Cohen and E. F. Munt, „Transmission Line Demonstration Set”, R.S.G.B. Bulletin, Jan. 1950, p. 220.

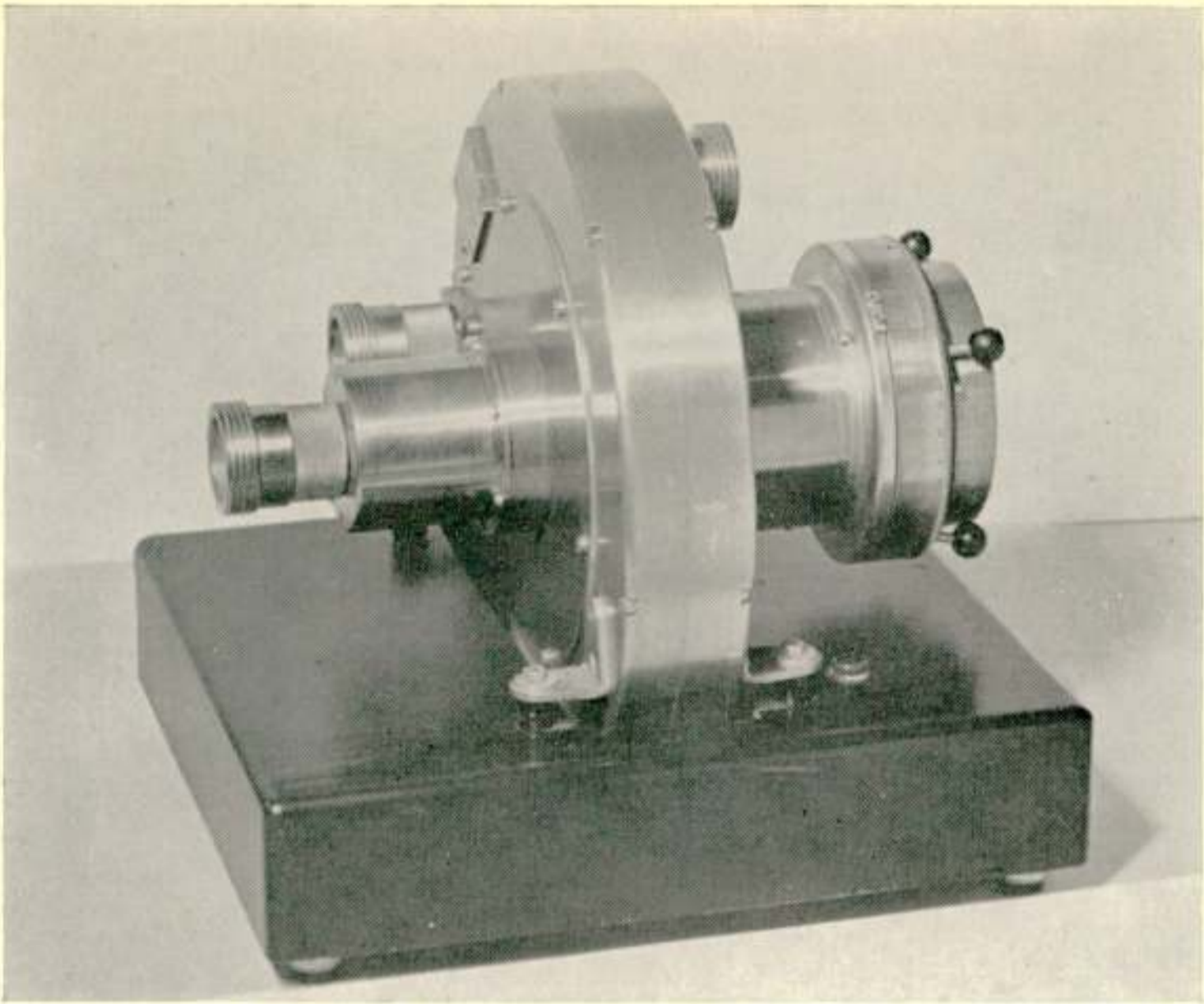


Foto 1 : Meetlijn Aurora.

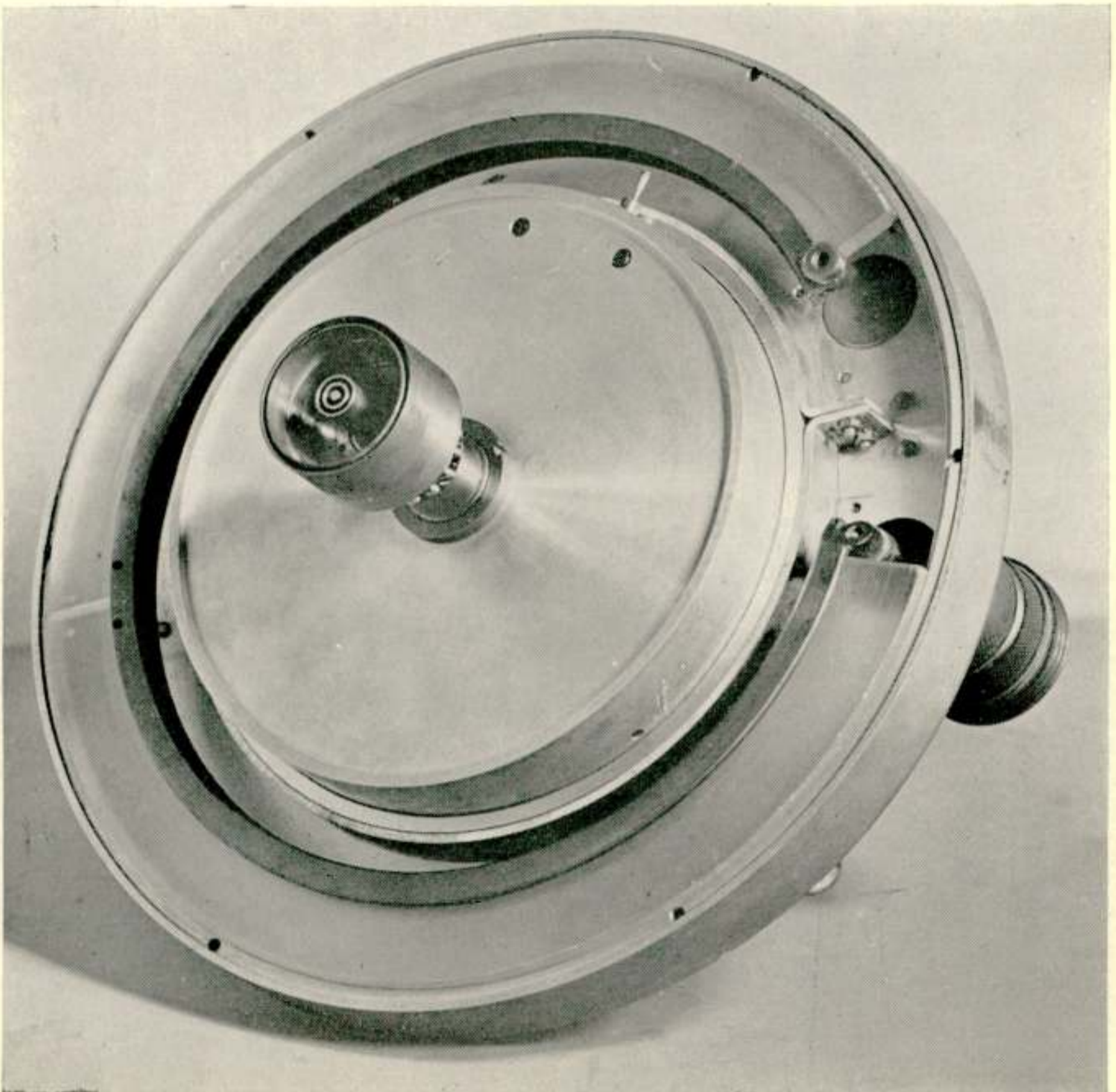


Foto 2: Meetlijn Aurora geopend.

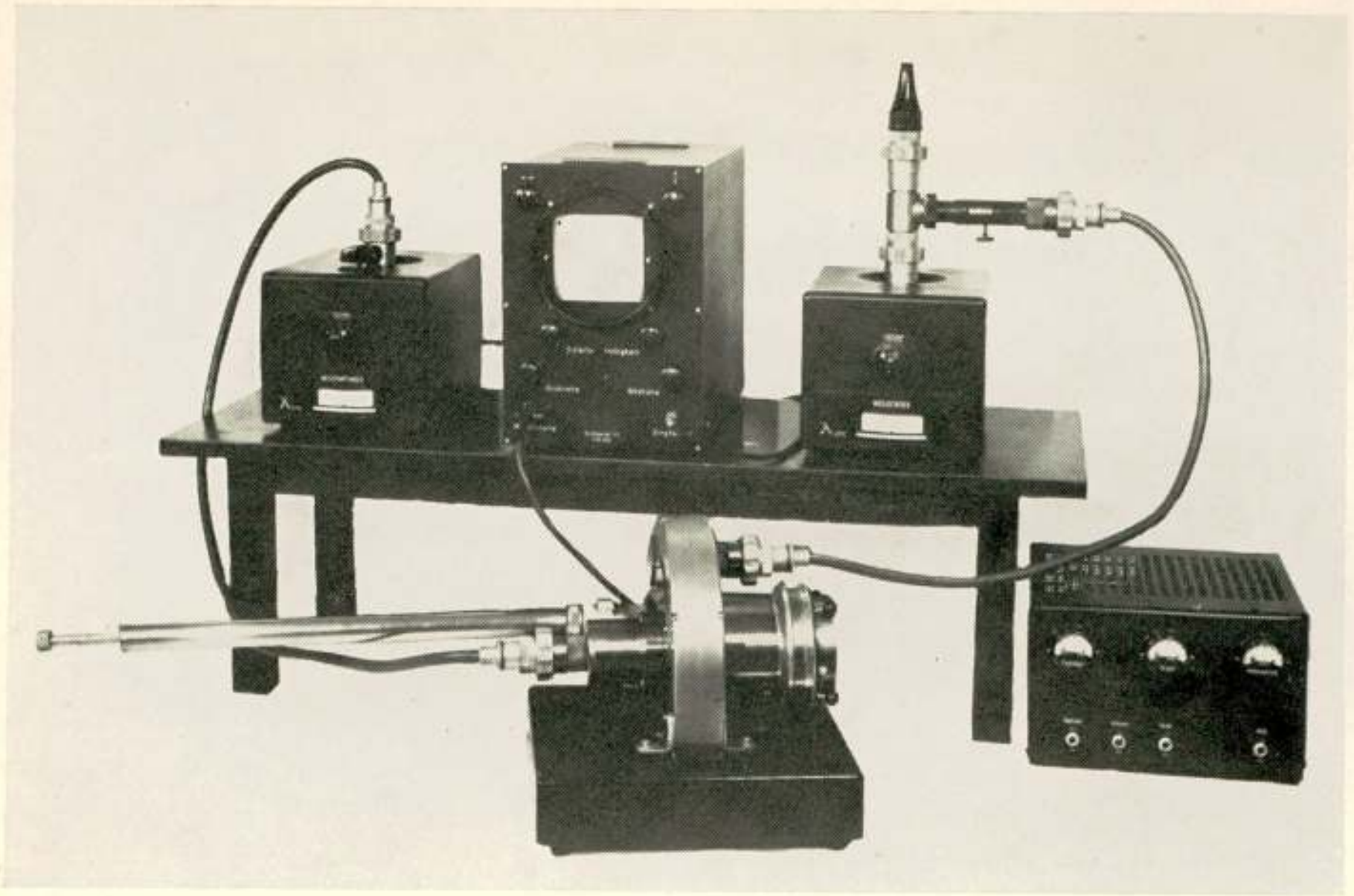


Foto 3: Opstelling meetapparatuur. Links: Meetontvanger. Midden: Oscillograaf. Rechts: Meetzender. Onderaan rechts: Voedingsapparaat. Op de voorgrond: Meetlijn met regelbare coaxiale lijn.



Foto 4: Meetontvanger, inwendig.

Een andere oplossing, bekend door mondelinge overlevering, maakt gebruik van een elektronenstraal-oscillograaf. De slede op de meetlijn, waarop de probe is bevestigd wordt periodiek heen en weer bewogen; de gemeten spanningen worden aangegeven op het beeldscherm van de oscillograafbuis. De horizontale beweging van het beeldpunt wordt gesynchroniseerd met de beweging van de probe. Op het beeldscherm verkrijgt men zodoende een directe indicatie van de sgv op de meetlijn.

Hetzelfde principe ligt ten grondslag aan de Aurora, met dit verschil dat de heen en weer gaande beweging van de probe vervangen is door een cirkelvormige. De stap, die hier gedaan is, ligt voor de hand. Toch brengt de overgang van de rechte meetlijn naar de cirkelvormige meetlijn meer moeilijkheden met zich mede dan men op het eerste gezicht zou verwachten.

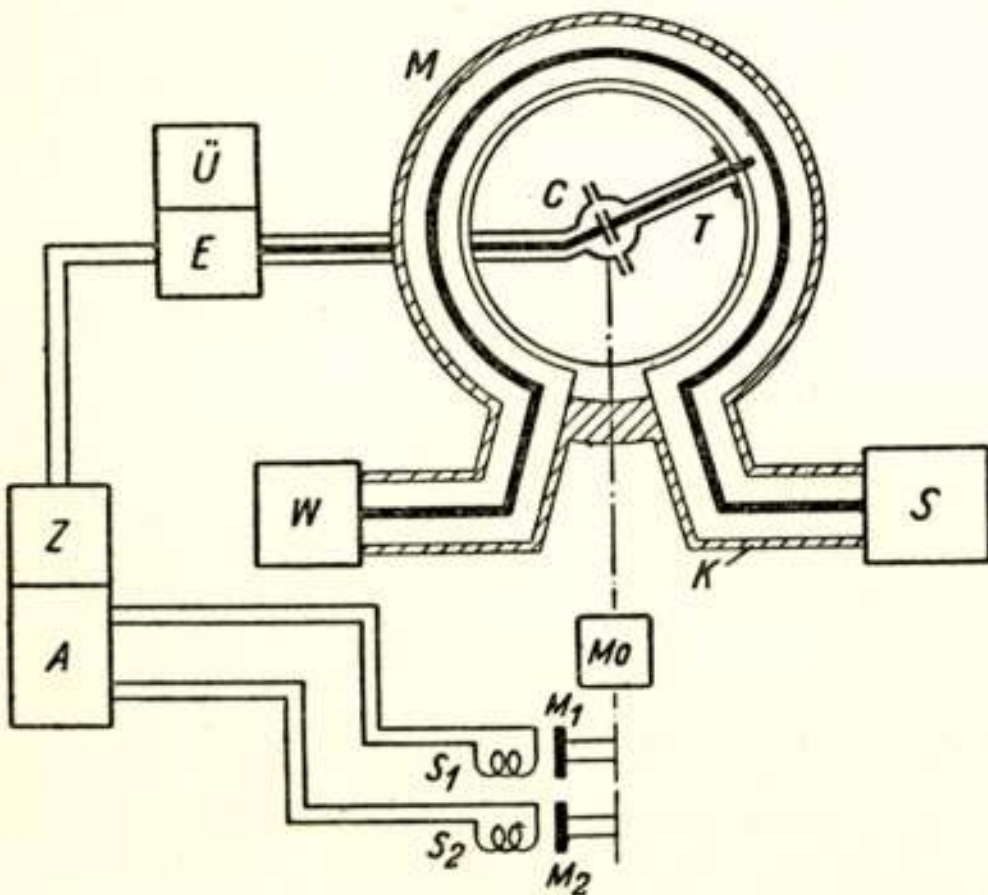
De constructie van de cirkelvormige meetlijn is te zien uit de foto's 1 en 2. Een gegoten aluminium huis met rechthoekige dwarsdoorsnede vormt de buitengeleider. De binnenvand wordt gevormd door een draaibare cylinder, waarop de probe is aangebracht. Deze probe vormt het uiteinde van de binnengeleider van een coaxiale geleider, die door de draaibare cylinder heen naar de as van de cylinder voert. Met behulp van een paar coaxiale condensatoren wordt de geleider naar buiten voortgezet. De cylinder wordt aangedreven door een asynchrone motor.

De binnengeleider van de meetlijn bestaat uit een verzilverde roodkoperen staaf, vierkant van doorsnede, cirkelvormig gebogen en gedragen door de buitengeleider met behulp van een strook verliesarm isolatiemateriaal. De afmetingen zijn zodanig gekozen dat de karakteristieke impedantie van de lijn 70 ohm

bedraagt.

Aan de hand van foto 3 en een blok-schema volgt een bespreking van de gehele meetapparatuur.

S stelt een meetzender voor met een frequentiebereik van 250—600. MHz Deze meetzender geeft ongeveer 1 watt h.f. energie af. De energie wordt grotendeels



in warmte omgezet in een afsluitweerstand van 70 ohm. Een regelbare spanningsdeler wordt aangesloten tussen meetzender en afsluitweerstand; de instelbare spanning wordt met behulp van een coaxiale leiding (in het blokschema aangeduid met K) aan de meetlijn M toegevoerd.

Afsluitweerstand en regelbare spanningsdeler worden op het blokschema niet aangegeven; zij zijn echter goed zichtbaar boven de zender op foto 3.

Met de draaiende probe T wordt, wederom met een coaxiale kabel, een meetontvanger E verbonden. Deze ontvanger bestaat uit een ingangskring met mengdiode en een in frequentie regelbare locale oscillator \dot{U} , die in constructie gelijk is aan de meetzender (foto 4). De ontstane verschilfrequentie wordt versterkt in een middenfrequent versterker Z , afgeregeld op een gemiddelde frequentie van 3 MHz en met een bandbreedte van 600 kHz. De eerste trap van deze m.f. versterker bevindt zich in het ontvangergedeelte, de overige trappen zijn ondergebracht in de oscillograaf. De versterkte m.f. spanningen worden gelijkgericht en toegevoerd aan het platenpaar voor de verticale afbuiging in de oscillograafbuis A .

De horizontale afbuiging wordt gesynchroniseerd met de stand van de probe in de meetlijn. Deze synchronisatie komt tot stand doordat een zaagtand-generator in de oscillograaf een impuls ontvangt op het moment dat de probe het ingangspunt van de meetlijn passeert. De impuls wordt opgewekt in een spoeltje S_1 , dat vast is opgesteld, door het passeren van een magneetschijfje M_1 , dat bevestigd is op de motoras. Gedurende het tijdsinterval dat de probe het ongebruikte stuk van de meetlijn, gelegen tussen ingang en uitgang, passeert, heeft het lichtvlek op het scherm gelegenheid tot terugkeren naar het beginpunt van de tijdbasis.

De binnencylinder wordt aangedreven door een inductiemotor M_0 . De schijf verkrijgt hierdoor ongeveer 25 omwentelingen per seconde. Op het beeldscherm ontstaat een voor het oog continu beeld, dat de sgv op de meetlijn weergeeft, m.a.w. men ziet 25 diagrammen per seconde. Het gevolg hiervan is, dat men zich geheel kan wijden aan de meting van de impedantie X , in het blokschema W aan het uiteinde van de lijn. Wijzigingen in deze impedantie (ook sprongsgewijze veranderingen door slechte contacten en dergelijke) worden onmiddellijk op het beeld op de oscillograaf waargenomen. Afregeling, naar een bepaalde impedantiewaarde kan zonder tussenberekeningen geschieden. De

gehele meetprocedure wordt hierdoor vereenvoudigd en versneld. Voor onderhoudsdoeleinden bij bestaande apparatuur kan de meetlijn door minder geschoolden bediend worden.

Getoond werd de *sgv* op de lijn bij een waarde $X=0$ (kortgesloten lijn) een $X=\infty$ (open lijn). Deze toestanden worden gekenmerkt door de afstand van de eerste spanningsknoop t.o.v. het uiteinde van de lijn. Een verschuiving van 90° in de beide spanningsdiagrammen kon direct zichtbaar gemaakt worden.

Vervolgens werd de lijn afgesloten met een coaxiale lijn waarin zich een kortsluit-zuiger bevond. Het verschuiven van deze kortsluit-zuiger had een verschuiving van het diagram op de buis ten gevolge.

In het voorafgaande werd opgemerkt dat het overgaan van een rechte meetlijn op een cirkelvormige meetlijn moeilijkheden met zich medebracht. Deze moeilijkheden zijn hoofdzakelijk hierin gelegen, dat men de eenvoudige manier, waarop bij de rechte meetlijn afstanden kunnen worden gemeten, bij de cirkelvormige meetlijn verloren ziet gaan. Weliswaar bezit de cirkelvormige meetlijn een zeer bepaalde elektrische lengte; het meten ervan met behulp van een geijkte lineaal is echter niet meer mogelijk.

Er bestaat een fraaie oplossing voor dit probleem door de lengte elektrisch te meten. Hiertoe is een tweede spoeltje S_2 in de draaibare kop van de meetlijn aangebracht. Zodra een magneetschijfje M_2 dit spoeltje passeert wordt een impuls opgewekt, die in de oscillograaf versterkt wordt en daarna toegevoerd wordt aan het rooster van de oscillograafbuis, waarmede de intensiteit van de electronenschaal geregeld wordt. Zodoende ontstaat in het beeld een donker punt op het moment, dat de electronenstraal wordt onderdrukt. De plaats van dit donkere punt op het beeld is instelbaar door de kop van het motorhuis met de hand te verdraaien. De stand van deze kop kan afgelezen worden op een in 360° verdeelde ring. Op eenvoudige wijze kan de verplaatsing in millimeters langs de meetlijn uitgedrukt worden in graden verdraaiing van de kop op de motor.

Met behulp van de regelbare lijn werd het staande-golf patroon op de buis precies een halve golf verschoven. Het donkere punt werd ingesteld op de spanningsknoop. De golf-lengte werd afgelezen op de geijkte zuigerstang van de kortsluit-zuiger. Daarna werd de motorkap verdraaid totdat het donkere punt juist de volgende spanningsknoop bereikt had. Het aantal graden verdraaiing van de kop is nu lineair evenredig met de lengte van de halve golf op de meetlijn.

Voorts werd aangetoond dat de meetlijn, afgesloten met een niet-reactieve weerstand van 70 ohm, geen reflecties vertoonde; de sgv nadert dan tot 1 en het beeld geeft een rechte lijn te zien.

De metingen met de Aurora omvatten vrijwel alles wat zich bij de ontwikkeling en afregeling van de h.f. apparatuur voor kan doen. Aan de hand van enkele experimenten werden enkele van deze mogelijkheden getoond.

Het eerste experiment toonde de afregeling van een 4-elements Yagi-antenne voor een golflengte van 70 cm en de aanpassing van deze antenne aan een coaxiale voedingskabel met een karakteristieke impedantie van 70 ohm.

Tussen de kabel en het aangedreven element van de Yagi bevond zich een symmetreertransformator (balun). De aanpassing tussen kabel en aangedreven element was instelbaar door middel van een T -aanpassing. Getoond werd dat door instelling van de aanpassing de sgv op de meetlijn een minimum bereikte. Een sgv van 1 kon bereikt worden door zeer kleine capacatieve correcties aan het einde van de balun aan te brengen.

Bij het tweede experiment werd de invloed aangetoond van de ingangs-admittantie van een versterkerbuis, parallel geschakeld aan een afgestemde kring, welke was gekoppeld aan een voedingskabel. Nadat door regeling van de koppeling een sgv van 1 bereikt was werd de kathode van de op de kring parallel staande diode gedoofd, waardoor de sgv af ging wijken van de juiste waarde.

Tot slot past hier een woord van dank aan het Hoofd van het Marine Electronisch Bedrijf te Oegstgeest, de heer Lt. Kapt. t. Zee J. Focke, voor het ter beschikking stellen van de meetapparatuur.

Uit het Nederlands Radiogenootschap

NIEUWE LEDEN

K.l.t.z. J. C. Jurriens, Marinewerfkade 1, Amsterdam-C.
 F. R. Hardi, Brugsestraat 5, Scheveningen.
 Ir A. E. M. Calon, Hercules Segherslaan 5, Eindhoven.
 l.t.z. II W. J. Kramer, Gouverneurkade 47, Voorburg.
 Ir C. Franx, Piet Heinstraat 20, Delft.
 Ir A. J. W. Duyvestijn, Marine Kazerne, Den Haag.
 M. Fransen, Driehuizerweg 65, Velsen.
 A. W. Kymmell, Sweilandstraat 17, Warmond.
 Ir M. Steffelaar, Jan Luikenstraat 36, Eindhoven.
 Ir G. B. Postema, v. Hoornstraat 59, Hilversum.
 Ir W. J. Verhoeff, Jacob v. Campenlaan 77, Hilversum.
 Ing. G. A. B. van Till, Storm v. 's-Gravesandeweg 101, Wassenaar.
 Ir J. M. Ledeboer, Rooseveltlaan 221, A'dam-Z.
 Ir J. A. Grosjean, Trompenbergerweg 7A, Hilversum.
 J. W. A. v. d. Scheer, Corn. Houtmanstr. 29, 's Gravenhage.
 Ir S. Hekster, Laan v. Alkemade 58, Oegstgeest.
 G. Vries, Ieplaan 51, 's Gravenhage.
 Ir C. P. L. van Doveren, Steynlaan 17, Hilversum.

VOORGESTELDE LEDEN

H. Blok, Frankrijkstraat 37, Eindhoven (werkzaam bij Philips App. Fabr.).
 Ir J. W. Braicks, Anthoniusstraat 12, Eindhoven (werkzaam bij Philips).
 Ir C. Dullemond, Koningsplein 87, Delft. (v. d. Heem, Den Haag).
 Ir J. H. van Gelderen, Ministerpark 25, Hilversum (P.T.I., Hilversum).
 S. G. A. Heilbron, Laan van Altena 57, Delft. (junior lid)
 Ir F. W. Höld, de Perponcherstraat 100, Den Haag (Centr. Lab. P.T.T. Den Haag).
 Ir J. D. Hoepelman, Jozef Israëlskade 121², Amsterdam.
 Prof. Ir G. J. Levenbach, Saxen Weimarlaan 32¹, Amsterdam (Z) (P.T.I., Hilversum).
 D. Pasma, Pasteurlaan 67, Eindhoven (werkzaam bij Philips App. Fabr.).
 Ir E. E. P. Poelman, Kon. Wilhelminalaan 321, Voorburg. (Centr. Lab. P.T.T., Den Haag).
 Dr J. F. Schouten, 's Gravelandseweg 78, Hilversum. (onderdirecteur P.T.I., Hilversum).
 N. S. Schimmel, Quarles v. Uffordstraat 24, Noordwijk aan Zee (chef lab. Ned. Radar Proefstation, Noordwijk).

ADRESWIJZIGINGEN VAN LEDEN

Dr J. Haantjes, Elzentlaan 7, Eindhoven.
 Dr A. Koerts, Van Nijenrodestraat 45, Den Haag.
 Ir J. L. van der Pauw, p/a Marinekazerne, Laan van Copes Cattenburg, Den Haag.
 Ir N. Rodenburg, Lijsterbeslaan 39, Hilversum.
 Het nieuwe adres van Ir M. Staal is ons niet bekend. Kan een onzer lezers dit verschaffen?

JAARVERSLAG OVER 1951

Wegens plaatsgebrek wordt dit in het volgend nummer opgenomen.

PERSONALIA

Prof. Dr Ir J. L. H. JONKER

Dr Ir J. L. H. Jonker is, zoals wij reeds meldden, benoemd tot buitengewoon hoogleraar in de afdeling Electrotechniek der Technische Hogeschool te Delft. Hij zal de toekomstige ingenieurs in de gelegenheid stellen kennis te nemen van de fundamentele verschijnselen, die zich in de verschillende soorten electronenbuizen afspelen, opdat zij later gemakkelijk de weg zullen kunnen vinden in de veelheid van buizen, die in de handel zijn. Ook al zal door het ontsluiten van nieuwe toepassingsmogelijkheden het aantal soorten buizen voortdurend blijven toenemen.

In zijn intreerede¹⁾ op 19 Maart l.l. schetste Prof. Jonker hoe het gebruik van electronenbuizen (productie 500 miljoen per jaar) een ontzaglijke vlucht heeft genomen: in radio, televisie, radar, elektrische rekenmachines en in tal van wetenschappelijke en industriële toepassingen. Hun prestaties zijn velerlei en meer dan indrukwekkend. En nog steeds zijn de grenzen van alle mogelijkheden niet te overzien.

Dr Ir A. E. PANNENBORG

Te Delft promoveerde op 27 Februari j.l. met lof tot doctor in de technische wetenschap Ir A. E. Pannenburg. Promotor was Prof. Dr R. Kronig.

Het proefschrift, waarvan de titel luidt „On the scattering matrix of symmetrical waveguide junctions”, geeft een netwerktheorie voor golfpijpcircuits; hierbij wordt geen gebruik gemaakt van vervangingsschema's.

De beschrijving van het gedrag van resonatoren wordt ontwikkeld, terwijl vervolgens veel aandacht wordt geschonken aan de vereenvoudigingen, welke optreden bij circuits met structurele symmetrie.

De resultaten van deze beschouwingen worden tenslotte met vrucht toegepast op richtingskoppelingen en hieraan verwante microgolf-instrumenten.

Ontvangen tijdschriften etc.

Annales des Télécommunications, Dec. 1951, Jan.-Febr. 1952.

Nat. Bureau of Standards, Technical News Bulletin Oct.-Nov. 1951.

Ericsson Review 2 1951.

Wireless Engineer, Jan.-Febr.-Mrt. 1952.

Journal of the Franklin Institute, Jan.-Febr. 1952.

Transactions of Chalmers University of Technology no. 116 (Avd. Elektroteknik 27) 1951. Les machines mathématiques en Suède. par Stig Ekelöf.

Transactions of Chalmers University of Technology no. 120 (Avd. Elektroteknik 28) 1951). An integrating amplifier for the oscillographic recording of magnetic flux. by E. Ekelöf a.o.

Nat. Bureau of Standards, Basic Radio Propagation Predictions June for Sept. 1951, Nov. 1951 for Febr. 1952, Dec. 1951 for March 1952.

Radio Revue, Febr. 1952, no. 12 en Maart 1952 no. 1.

De Ingenieur, no. 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 1952.

In aansluiting op bovenstaande lijst vestigen wij Uw aandacht op de bibliotheek van het Nederlands Radiogenootschap.

Het Nederlands Radiogenootschap ontvangt regelmatig in ruil voor de toezending van haar Tijdschrift enkele binnen- en buitenlandse publicaties. Deze kunnen gratis aan onze leden ter lezing worden verstrekt. Aanvragen hiervoor gelieve U te richten aan de secretaris van het N.R.G., Ir J. Piket, Jongeneelstraat 11, Scheveningen (tel. den Haag 553931, overdag 777940).

¹⁾ Electronenbuizen, Rede, Uitgave Waltman, Delft 1952, f 1.—.

NIEUWE UITGAVEN

G. J. Elias † en B. D. H. Tellegen, *Theorie der wisselstromen*. Delen I en II (Elias) tezamen XV + 608 blz., 169 figuren, Noordhoff, Groningen en Djakarta 1951, prijzen gebonden f 24.— resp. f 21.—.

Deel III (Tellegen) is nog niet verschenen.

De delen I en II vormen tezamen een uitgebreide herdruk van de in 1943 bij dezelfde uitgever verschenen eerste druk (van de eerste schrijver). Het wederom verschijnen van dit bekende werk van prof. Jhr G. Elias — die helaas zelf de uitgave van deze tweede druk niet meer heeft mogen beleven — zal in brede kringen worden gewaardeerd.

Het eerste deel bevat de vrijwel ongewijzigde stof van de eerste druk, met uitzondering van hoofdstuk VIII (overgangsverschijnselen bij lange leidingen). Dit laatste hoofdstuk is in deel II opgenomen, tezamen met de nieuwe hoofdstukken IX (niet-lineaire verschijnselen) en X (lineaire antenne).

De splitsing in twee delen, nodig geworden door de uitbreiding, is om twee redenen gelukkig te noemen. In de eerste plaats zal deel I alleen reeds ruimschoots voldoen aan veler behoeften. In de tweede plaats bevat het tweede deel vrijwel alle stof, waarvoor meer dan propaedeutische wiskundekennis vereist is (Besselfuncties, elliptische functies, determinant van Hill, e.d.). Het zou in dit verband waarschijnlijk nog beter geweest zijn, als het kleine hoofdstuk over Operatorenrekening ook in het tweede deel was opgenomen.

Het toegevoegde hoofdstuk IX bevat een gedegen behandeling van niet-lineaire verschijnselen in ferromagnetische circuits en schakelingen met electronenbuizen met niet-lineaire karakteristieken.

Het gedeelte van hoofdstuk X (lineaire antenne), hetwelk de trillingsvergelijking en de energiebalans behandelt, sluit op natuurlijke wijze aan bij de theorie der lange leidingen. Voor het gedeelte over stralingsdiagrammen e.d. is echter de theorie van het electromagnetische veld (potentiaal van Hertz, vector van Poynting) nodig. Wellicht had deze materie in dit boek beter achterwege kunnen blijven.

Hoewel het boek zeer zorgvuldig en in één vaste stijl geschreven is, valt het toch enigszins moeilijk te klasseren. Beschouwd als leerboek zou men het al gauw te uitvoerig willen noemen, terwijl dan tevens een duidelijker onderscheiding in principiële delen, bijzaken en oefenstof gewenst ware. Ook als naslagwerk zou een betere accentuering der onderverdeling door geëigende typografische hulpmiddelen welkom zijn. Ook zouden dan uitvoeriger literatuuropgaven, niet los in de tekst, doch gerangschikt per hoofdstuk, de waarde van het boek vergroten.

Toch zal het werk voor degenen die over deze bezwaren heen stappen — hetgeen vooral oud-leerlingen van Elias niet moeilijk zal vallen — een waardevol bezit zijn.

De uitvoering is door de fa Noordhoff, als steeds, uitstekend verzorgd.

L. K.

Wireless Servicing Manual by W. T. Cocking, M.I.E.E. (of the Wireless World Technical Staff) — Eighth Edition. 296 pags., formaat 11 x 18 cm, prijs: 12 sh. 6 d. Uitgever: Iliffe.

Zoals de titel aangeeft behandelt dit boekwerkje het servicen van radio-ontvangers in het algemeen. Een enkel hoofdstuk is gewijd aan de televisie-ontvanger.

Degenen die uit hoofde van hun beroep of uit liefhebberij te maken hebben met het repareren van radio ontvangers, zullen bij lezing van dit boekje vele nuttige wenken aantreffen, het zal echter hun inzicht in de radiotechniek slechts weinig verdiepen.

De behandeling van de speciale materie van het servicen is volledig voor zover dit omroep- en normale communicatie ontvangers betreft. Uiteraard worden televisie ontvangers slechts zeer summier en F.M.-, één zijband-ontvangers, etc. in het geheel niet behandeld.

Als zodanig zal dit boek zeker zijn weg vinden. Dit moge tevens blijken uit het feit dat deze Achtste Editie tevens de Zeventiende herdruk betekent.

C. B. B.

Radiobuizen Vademecum 1952, door P. H. Brans. 9e uitgave, 27ste druk. 416 pag., formaat 21 x 29 cm. Prijs f 12.75.

De samenstellers besloten om van de tot dusver gevolgde indeling af te wijken. In de negende uitgave zijn n.l. alleen de gegevens van zend- en ontvanguizen opgenomen. Dat behalve de in de vorige uitgave genoemde buistypes nog talrijke nieuwe zijn opgenomen, blijkt wel uit het feit, dat het voor iedereen die in de praktijk met buizen te maken heeft onmisbare werk, toch nog een omvang van 416 bladzijden heeft.

Begin 1953 verschijnt in aansluiting op de negende uitgave de tiende uitgave, waarin behalve beeldbuizen, fotocellen, kristaldioden- en trioden, magnetrons, klystrons etc. ook de gegevens van legerbuizen vermeld zullen worden.

H. T. H.

OPENBAAR GEMAAKTE OCTROOIEN

Openbaar gemaakt 15 Jan. 1952.

- O.A. 125.538. kl. 21a²⁸. Cosmocord Limited en Abe Schumann. Piëzo-electrische groeftaster. Pick-up met een constructie, waardoor een betere bestendigheid tegen schokken verkregen wordt.
- O.A. 138.284. kl. 21a³³³. N.V. Philips. Schakeling voor een automatisch telefoonstelsel, waarbij een schakelaar op een gewenste uitgang wordt ingesteld. De schakeling bevat een aantal vacuumbuizen.
- O.A. 110.786. kl. 21a⁴⁹ⁱ. N.V. Philips. Ontladingsbuis, waarin een in snelheid gemoduleerde elektronenbundel opgewekt wordt. Hierbij wordt gebruik gemaakt van elektronen doorlatende electrode bestaande uit een doorboorde schijf, waarvan de doorboring aan beide zijden begrensd wordt door op de schijf bevestigde roosters.
- O.A. 127.711. kl. 95b2. N.V. Philips. Terugkoppelschakeling voor het opwekken van elektrische trillingen met een door regelspanning bestuurbare frequentie. De oscillatorbuis en de regelbuis zijn beide over de LC kring geschakeld. Met behulp van de regelbuis wordt de fase-draaiing in het roostercircuit van de oscillatorbuis gewijzigd.
- O.A. 134.021. kl. 95b2. E. H. Armstrong. Zender voor in frequentie gemoduleerde trillingen met middelen voor het constant houden van de centerfrequentie.
- O.A. 129.155. kl. 95c2. N.V. Philips. Schakeling voor het ontvangen en demoduleren van in frequentie gemoduleerde trillingen, bevattende een amplitude-modulator en een hiermede in cascade geschakelde frequentie-demodulator.
- O.A. 132.199 kl. 95c2. Radio Corporation of America. Verhoudingsdetector voor in fase of in frequentie gemoduleerde trillingen, die tevens geschikt is voor het detecteren van in amplitude gemoduleerde trillingen.
- O.A. 134.560. kl. 95c2a. N.V. Philips. Inrichting voor het detecteren van in frequentie gemoduleerde trillingen voorzien van een elektronenbuis met vier of meer roosters, waaronder twee stuurroosters met ongelijkmatige spoed.
- O.A. 97.984. kl. 96g2c. Bell Telephone. Inrichting voor het automatisch corrigeren van de overdraagkarakteristiek van een keten, waarbij op regelmatige tijdstippen een controlesein van een bepaalde golfvorm (bijv. rechthoekige vorm) wordt overgedragen en waarbij gebruik wordt gemaakt van een vertragingsnetwerk, bestaande uit een aantal netwerkdelen, waarbij op elk deel een correctieinrichting is aangesloten, die de amplitude van een bijbehorend tijdselement van het controlesein corrigeert.
- O.A. 136.463. kl. 96g2h. Bell Telephone. Stelsel met twee door een lijn verbonden eindposten met een aantal tussenposten, die vanuit de eindposten in- of uitgeschakeld kunnen worden.

O.A. 101.153. kl. 97f17b3. Radio Corporation of America. Werkwijze voor het meten van afstanden, in het bijzonder hoogten, waarbij de faze van een uitgezonden trilling met die van de na reflectie ontvangen trilling wordt vergeleken.

Openbaar gemaakt 15 Febr. 1952.

O.A. 131.796. kl. 21a³³. Western Electric. Code vertolkingsinrichting voor een telefoonstelsel. De signaalimpuls, die een cijfer of een letter aangeeft, is samengesteld uit een aantal frequenties.

O.A. 146.431. kl. 21a^{49b}. N.V. Philips. Magneton met een aantal anodesegmenten, waarvan het resonatorsysteem wordt gevormd door een schroef van geleidend materiaal.

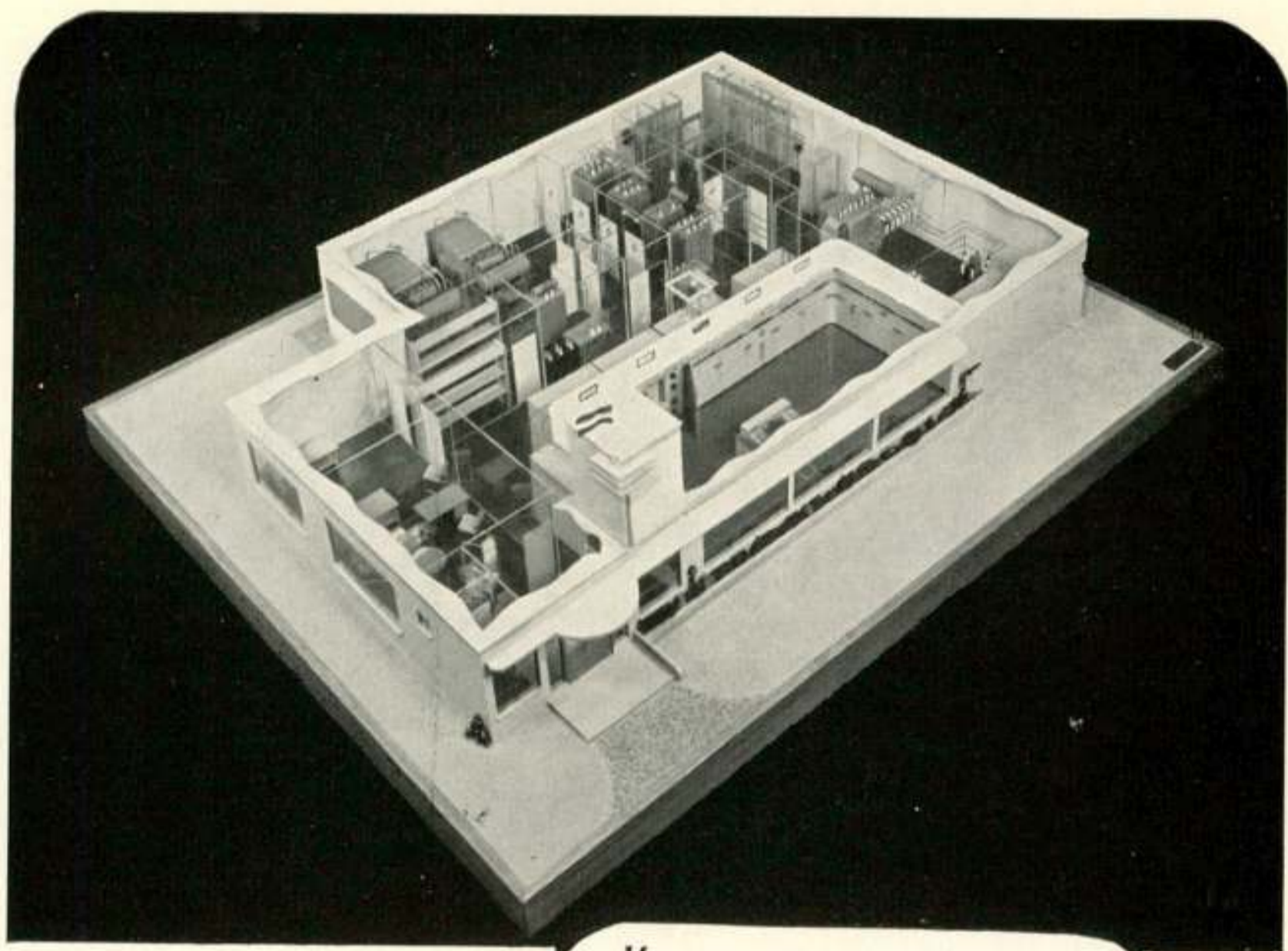
O.A. 99.550. kl. 21a⁵⁸. Haseltine Corporation. Inrichting voor het stabiliseren en regelen van videosignalen.

O.A. 135.580. kl. 95b2. N.V. Philips. Schakeling voor het opwekken van een hoogfrequente trilling met bestuurbare frequentie.

O.A. 134.147. kl. 96a. Western Electric. Meervoudig telefonie-overdraagstelsel. Elk der zendkanalen wordt slechts zo lang door een bepaalde abonné bezet, als die abonné ook werkelijk, en ononderbroken spreekt. Zodra dit niet meer het geval is, wordt het zendkanaal weer vrijgegeven en kan door een andere abonné bezet worden. Hiermede wordt een vermindering van de tijd, dat een kanaal niet bezet is, verkregen. Verder worden de gespreksfragmenten over de kanalen verdeeld, zodat het onbevoegde afluisteren moeilijk gemaakt wordt.

W. C. V.





Maquette van een 100 kW kortegolf-omroepzendinginstallatie overeenkomstig de zender voor Radio Vaticana.

Sedert 28 jaar geleden de experimentele zender van de toenmalige N.S.F. het begin van de radio-omroep in ons land aankondigde, heeft de fabriek der N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie v/h N.S.F. omroepzenders gebouwd en naar vele landen van de wereld geleverd.

Tot de laatst uitgevoerde projecten op dit gebied behoren de 40 kW kortegolfzender voor de Nederlandse Wereldomroep te Lopik, een overeenkomstige zender te Lima (Peru) en de 100 kW kortegolf-omroepzender voor het Vaticaan.



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