

523.164

URSI-onderwerpen¹⁾

4. Enige aspecten van recente technieken in de radiosterrenkunde

door **ir. J. W. M. Baars**, Radiosterrenwacht Dwingeloo**Summary:** *Some aspects of recent techniques in radio astronomy.*

After a short historical introduction some general remarks are made about radio-astronomical observation techniques. A radio telescope is considered to consist of a set of elementary antennas, the output currents of which have to be combined in a suitable way in order to obtain the directional properties of the radio telescope. From this approach the basic principles of interferometry and aperture synthesis are easily explained.

The techniques of interferometry are dealt with in some detail and a description of the interferometer with independent local oscillators and tape-recording of the observation is given.

Some attention is given to the methods of Lunar occultations and interplanetary scintillation. The characteristics of aperture synthesis methods are outlined, with special emphasis on the method using the rotation of the earth (super synthesis). A few data on the new Synthesis Radio Telescope (SRT) at Westerbork are added. In the final section some developments not mentioned in the text are listed, together with some remarks about the direction radio astronomy systems may take in the near future.

1. Inleiding

De radiosterrenkunde is een tak van een der oudste wetenschappen, de astronomie. Op zichzelf bekeken is zij een der jongste wetenschappen, maar zij heeft ons inzicht in de bouw van het Universum al een enorme stap vooruit gebracht. Rond de eeuwwisseling werden een paar vergeefse pogingen ondernomen radiostraling van de zon te detecteren. De gevoeligheid van de apparatuur was onvoldoende. In de jaren 1931/32 verrichtte een radio-ingenieur van de Bell Telephone Laboratories een onderzoek naar de herkomst van onweers- en andere atmosferische storingen, die nadelig waren voor de toen in opkomst zijnde transoceanische korte-golfcommunicatie. Zijn naam was Karl Jansky (1933, 1935).

¹⁾ Voordrachten gehouden tijdens de 199e werkvergadering van het NERG op 22 november 1968 te Eindhoven. Zie voor deel 1 *De Ingenieur* 1969, nr. 20 blz. ET 80, voor deel 2 *De Ingenieur* 1969, nr. 24 blz. ET 89, voor deel 3 *De Ingenieur* 1969, nr. 28 blz. ET 114.

Hij gebruikte een richtingsgevoelige antenne die hij langzaam in azimut ronddraaide (zie fig. 1). Het uitgangssignaal van de gevoelige, op 20,5 MHz afgestemde ontvanger, werd op een penschrijver gezet. Uit een bepaalde richting, die ongeveer vast in de ruimte was, kwam een zeer sterke straling met het karakter van witte ruis. Na enige tijd zag Jansky in dat de straling afkomstig moest zijn van onze Melkweg. Hij stelde vast dat de ruwe positie van het maximum in de buurt van het centrum van de Melkweg lag. Het belang van zijn ontdekking werd door de astronomen echter niet ingezien.

Een radio-amateur, Grote Reber, pakte in 1937 de draad op door zelf een parabolische reflector te bouwen, voorzien van een ontvanger op een frequentie van 160 MHz. Rebers spiegel was bijna 10 meter in diameter (zie fig. 2).

Reber (1940, 1944) bracht als eerste de helderheidsverdeling van onze Melkweg op radiogolflengten in kaart. Hij zag in dat een enorme verbetering in scheidend vermogen en gevoeligheid noodzakelijk was om de radio-astronomie ook maar in de buurt van de mogelijkheden van de optische astronoom te brengen. De belangstelling van de astronomen was dan ook nog steeds vrijwel nihil.

Professor Oort in Leiden was wel geïnteresseerd en het was zijn suggestie, die de grondslag legde voor de theoretische voorspelling door Van de Hulst (1945) en de detectie door Ewen en Purcell (1951) van de spectraallijn van neutrale waterstofatomen op een golflengte van 21,1 cm. Enige weken na Ewen slaagden Muller en Oort (1951) erin de ontdekking te bevestigen. Andere ontdekkingen werden omstreeks 1950 gedaan. Zwakke straling werd ontvangen afkomstig van de Andromeda nevel, het dichtstbijzijnde sterrenstelsel buiten onze eigen Melkweg. Toepassing van interferometers (paragraaf 3) leerde dat er radiobronnen zijn met kleine hoekafmeting in de orde van boogminuten. In 1948 was zo'n bron geïdentificeerd met een optisch zichtbaar object in onze Melkweg, genaamd de Krabnevel. In 1951 vonden de optische astronomen een object op enige honderden miljoenen lichtjaren van ons verwijderd, dat samenviel met de sterke radiobron van kleine hoekafmeting in het sterrenbeeld Cygnus. Twintig jaar na de

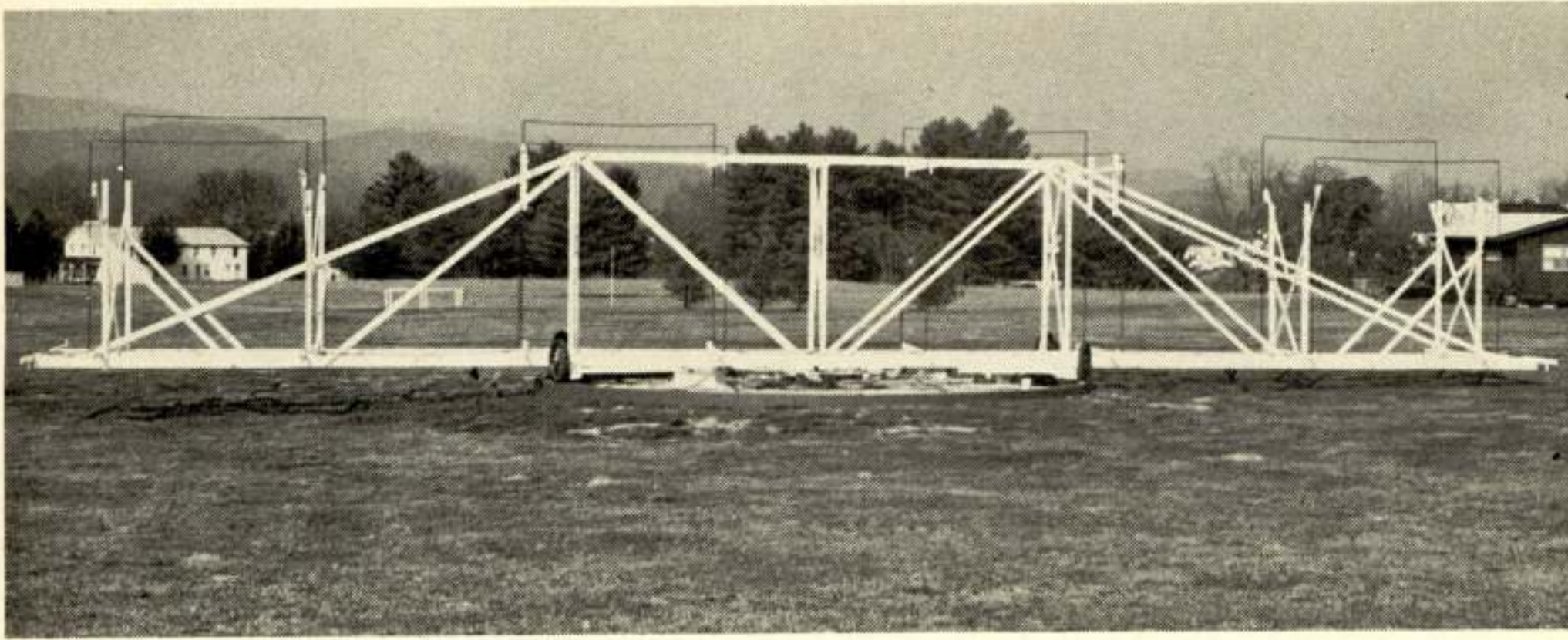


Fig. 1. De antenne, waarmee Jansky als eerste radiostraling uit de Melkweg detecteerde en onderkende. Deze getrouwe copie staat thans aan de ingang van de U.S. National Radio Astronomy Observatory (NRAO) in Green Bank, West Virginia. (This photograph and figures 2 and 4 Courtesy of the National Radio Astronomy Observatory.)

eerste herkenning van radiostraling uit het heelal had de radio-sterrenkunde zich als een belangrijke tak van de astronomie doen gelden.

Gedurende de tweede wereldoorlog werd de techniek van de radar tot grote hoogte ontwikkeld. De daarbij gebruikte ontvangapparatuur was van nature geschikt voor radio-astronomische waarnemingen. In landen als Engeland, Australië en de V.S. is de radio-sterrenkunde aanvankelijk vrijwel uitsluitend beoefend door fysici en radioingenieurs uit de radar-laboratoria. In Nederland is de ontwikkeling van den beginne in handen geweest van astronomen, fysici en ingenieurs tezamen.

2. Grondbeginselen der waarneemtechniek

Alvorens een aantal nieuwe ontwikkelingen in de waarneemtechniek en instrumentatie te beschouwen, is het goed een moment stil te staan bij de grondbeginselen van de radio-sterrenkundige waarneming. De fundamentele waarneming bestaat uit het meten van de uit het heelal afkomstige energiestroomdichtheid als functie van de richting aan de hemel en de golflengte. Anders gezegd: de radio-astronoom maakt een 'kaart' van de helderheidsverdeling aan de hemelbol op een bepaalde golflengte.

Daartoe gebruikt hij een *radio-telescoop*, die we definiëren als de combinatie van een *antenne*, die de elektro-magnetische straling opvangt, eventueel in een brandpunt concentreert en omzet in een elektrisch stroompje, met een *ontvanger*, die de zwakke signalen versterkt tot een niveau, waarop zij goed meetbaar zijn en bijvoorbeeld op een schrijver kunnen worden geregistreerd.

De ontvangen straling vertoont een grote variatie in verschijningsvorm:

- de continue (breedbandige) straling van ons eigen Melkwegstelsel overdekt de gehele hemel;
- de straling van de 21 cm spectraallijn van neutrale waterstof is ook in vrijwel iedere richting waar te nemen;
- discrete bronnen in onze Melkweg, zoals supernova-resten en geïoniseerde-waterstofgebieden; zij hebben hoekafmetingen van enige boogminuten tot enkele graden;
- objecten buiten de Melkweg, zoals andere melkwegstelsels en quasi-stellare bronnen, zijn in het algemeen klein (enige boogminuten tot 'puntvormig') en zwak. Deze, en tevens de onder c. genoemde objecten, stralen over een continu spectrum. De stralingssterkte van de bronnen onder c. en d. wordt dus gemeten t.o.v. de achtergrondstraling van de Melkweg. Waarneemtechnieken moeten gericht zijn op het specifieke aspect van de straling, waarin de astronoom belang stelt.

Omdat iedere telescoop eindige afmetingen heeft, zal zijn 'bundel' aan de hemel een eindige ruimtehoek bestrijken; m.a.w. het *scheidend vermogen* is beperkt. Dit laatste is evenredig met de diameter van de telescoop uitgedrukt in golflengten. De halfwaarde-breedte (tot -3 dB niveau) van de bundel wordt gegeven door

$$\theta \approx (360/\pi) \cdot \lambda/D \quad (1)$$

waar θ : de bundelbreedte in graden
 λ : de golflengte
 D : de diameter van de telescoop

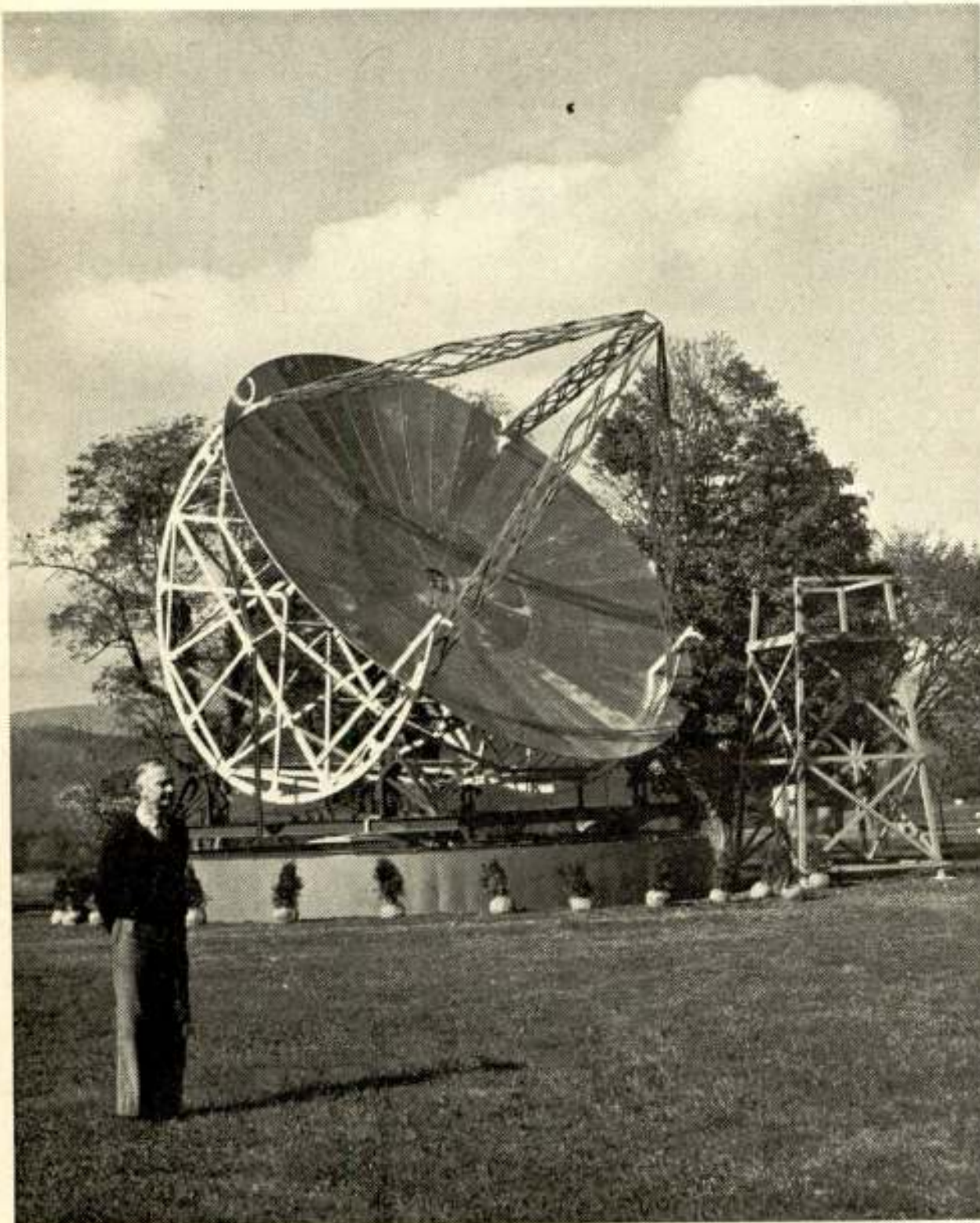


Fig. 2. Grote Reber bij zijn zelfgebouwde telescoop, juist nadat deze was opgesteld op het NRAO te Green Bank, W.Va.

In de oorspronkelijke situatie was de azimutbeweging over de horizontale baan niet aanwezig. De draaiing van de aarde voerde de bundel in één coördinaat langs de hemel, terwijl de tweede (elevatie-) coördinaat instelbaar was. Overigens komt de afgebeelde telescoop geheel overeen met de originele uitvoering.

Dit is het bekende Rayleigh-criterium voor de minimale hoekafstand tussen twee juist gescheiden waarneembare punten. Voor een telescoop als die in Dwingeloo ($D = 25$ m) is $\theta \approx 0,6^\circ$ voor $\lambda = 21$ cm.

Door het enorme verschil in golflengte is de radio-astronomie t.o.v. de optische sterrenkunde zeer slecht bedeed op het punt van scheidend vermogen. Anderzijds heeft zij het voordeel van de toepassing van coherente detectie- en versterkingsmethoden, zodat (per eenheid van bandbreedte) een grotere gevoeligheid kan worden bereikt.

De ontwikkeling in de instrumentele radio-astronomie is vanaf het begin beheerst door een zoeken naar:

1. *grotere gevoeligheid*. Zwakkere, en dus verder verwijderde, objecten kunnen dan worden gedetecteerd.

2. *beter scheidend vermogen*. De ruimtelijke verdeling van de straling kan dan met meer detail worden waargenomen. De nauwere antennebundel geeft tevens de mogelijkheid, om de positie van een object aan de hemel met grotere precisie te bepalen.

Beide wensen worden, zij het op enigszins verschillende wijze, vervuld door een grotere telescoop.

Het principe van de radiotelescoop kan op verschillende manieren worden beschreven. De volgende, niet-mathematische behandeling heeft het voordeel, dat de speciale methoden die later in het artikel beschreven worden, bijzondere gevallen van de algemene beschouwing blijken te zijn.

We denken ons de antenne (bijv. een parabolische reflector) opgebouwd uit een aantal kleine deelantennes (fig. 3). Het van de radiobron afkomstige vlakke golffront wekt in de deelant-

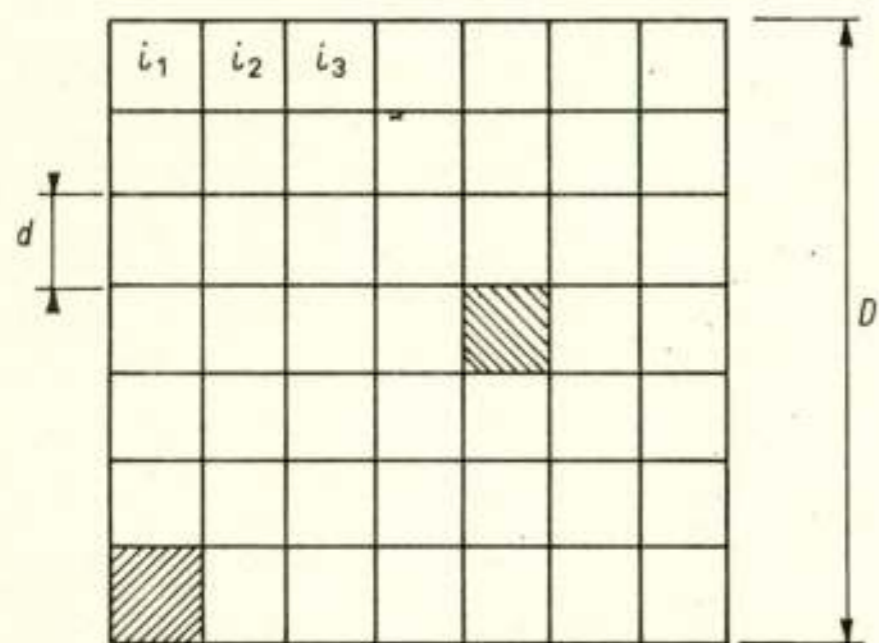


Fig. 3. Een antenne met zijde D , onderverdeeld in deelantennes met zijde d . De invallende golven induceren in de deelantennes stromen i_n , waarvan de relatieve fasen afhangen van de aankomstrichting.

tennes stromen op, waarvan de relatieve fasen φ afhangen van de richting van het invallende golffront. De stroom in elementen kan worden voorgesteld door $i_n \exp(i\varphi_n)$. Na samenvoeging en detectie zal de ontvanger een uitgangssignaal geven dat evenredig is met

$$P \propto \text{Re} \left\{ \sum i_n \exp(i\varphi_n) \cdot \sum i_n \exp(-i\varphi_n) \right\} \propto \sum i_n^2 +$$

$$+ \sum_{m \neq n} i_m i_n \cos(\varphi_m - \varphi_n) \quad (2)$$

De eerste term is een maat voor de gemiddelde intensiteit van de 'achtergrondstraling', terwijl de tweede term informatie levert over de variatie van de straling met de richting. Wanneer het superponeren van de deelstroompjes geschiedt langs gelijke wegen, zal de antenne een sterke responsie geven in die richting,

vanwaar de fasen van het inkomend golffront gelijk waren.

In een parabolantenne is de geometrie zodanig, dat de secundaire golven die door de stroompjes in de reflector worden opgewekt precies met gelijke fase in het brandpunt arriveren, wanneer het aankomende golffront parallel aan de telescoop-as invalt. De fasen van stromen, opgewekt door scheef invallende golven, werken elkaar bij aankomst in het brandpunt tegen. Op deze wijze ontstaat de nauwe bundel van een telescoop.

Het in goede fase brengen van de geïnduceerde velden of stroompjes geschiedt dus bij een paraboloïde 'automatisch'. Om de antennebundel een deel van de hemel te laten aftasten moet men de gehele reflector bewegen. In een 'array' van dipolen daarentegen kan men de bundel door een elektronisch aangebrachte faseverschuiving langs de elementen richten zonder de antenne zelf te verplaatsen.

De mate waarin de telescoop de aankomende golven onderschept, wordt aangeduid met de grootheid 'effectief absorberend oppervlak'. Bij een reflector-telescoop is dit een voor de hand liggende grootheid; het is een percentage van de geometrische reflectorapertuur. Dit percentage heet 'apertuurrendement'. Echter ook bij andere soorten antennes, zoals dipoolvelden, is het begrip 'effectief oppervlak' bruikbaar.

De parabolantennes zijn door hun eenvoud steeds populair geweest onder de radio-astronomen. Een fraai voorbeeld van een grote telescoop toont fig. 4. In combinatie met de grote vorderingen in lage-ruis-ontvangers hebben zulke telescopen de astronoom voorzien van een gevoeligheid die ongeveer een factor 10^4 hoger is dan in 1950. Het oplossend vermogen is echter nog steeds pover. Zelfs een telescoop met 100 m diameter bezit op een golflengte van 2 cm een bundel van 1 boogminuut, d.i. de scherpte van het menselijk gezichtsvermogen.

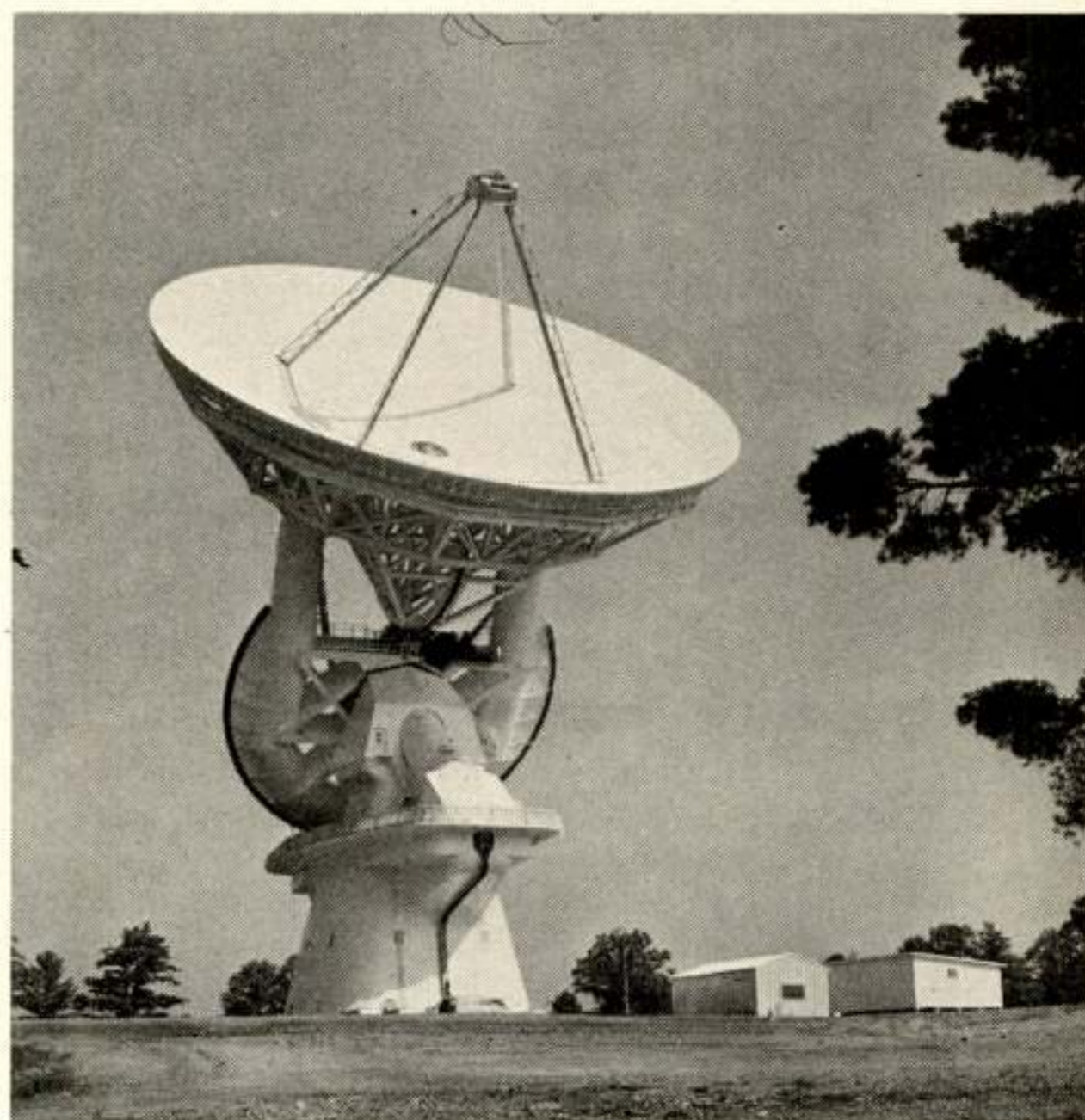


Fig. 4. De NRAO '140-voet' ($D = 43$ m) is de grootste telescoop met een equatoriale opstelling. Hierbij is één der assen gericht op de hemelpool (de 'poolster'); een deel van deze zgn. poolas is zichtbaar. Een ster kan worden gevolgd door de telescoop met een vaste snelheid om de poolas te draaien, zodanig dat de draaiing van de aarde juist wordt gecompenseerd. Het aluminiumoppervlak van de spiegel is zo nauwkeurig, dat op een golflengte van 2 cm het apertuurrendement nog $\frac{2}{3}$ van het maximaal bereikbare bedraagt.

3. Interferometrie

Het is duidelijk dat scheidend vermogen in de radiosterrenkunde het zwakke punt is. Om een met de optische astronomie vergelijkbaar scheidend vermogen te bereiken, zijn antennes nodig met afmetingen die de constructiemogelijkheden verre te boven gaan. Een vanouds bekende methode ter verhoging van het scheidend vermogen is de *interferometrie*. Een interferometer bestaat in principe uit twee antennes, op zekere afstand van elkaar opgesteld en beide gericht naar het object. De uitgangssignalen van de antennes worden samengevoegd.

Laten we in het hierboven geschetste model van een antenne eens twee deelantennes beschouwen, die zich op zekere afstand van elkaar bevinden. We voegen hun uitgangsstroompjes bij elkaar en verkrijgen dus een ontvanger-uitgangssignaal, gegeven door één term van vergelijking (2) (afgezien van de DC-term i_n^2), nl.:

$$i_m i_n \cos(\varphi_m - \varphi_n) = i_n^2 \cos \Delta\varphi \quad (3)$$

waarbij is aangenomen dat $|i_m| = |i_n|$ en $\Delta\varphi = (\varphi_m - \varphi_n)$ het faseverschil tussen de uitgangssignalen van element n en m voorstelt.

Wanneer nu de radiobron zich t.o.v. de antenne beweegt, zal de snelheid van variatie in $\Delta\varphi$ afhangen van de afstand tussen de twee elementen. Anders gezegd: de 'frequentie' van de cosinusfunctie, en dus het scheidend vermogen van de 'antennebundel', is afhankelijk van de afstand tussen de elementen. Dit is precies in overeenstemming met de definitie van een interferometer en wordt in fig. 5 geïllustreerd.

Voor een golffront, invallend onder een hoek θ met de verticale, is het wegverschil naar de elementen gelijk aan $D \sin \theta$, met D de afstand tussen de elementen. Voor redelijk kleine waarden van θ (waar $\sin \theta \approx \theta$) is het faseverschil tussen de signalen van de elementen $\Delta\varphi = 2\pi(D/\lambda) \sin \theta \approx 2\pi\theta D/\lambda$. Het interferentiepatroon heeft dus de vorm

$$f(\theta) = \cos\left(\frac{2\pi D}{\lambda} \theta\right) \quad (4)$$

Daaruit zien we eenvoudig dat de hoekafstand tussen de interferentie-'strepen' ongeveer gelijk is aan λ/D . Dus de 'bundelbreedte' van een interferometer wordt gegeven door vergelijking (1), waarbij nu D de afstand tussen de elementen voorstelt.

Een belangrijke eigenschap van een radiotelescoop, zowel een enkele antenne als een interferometer, kan als volgt worden samengevat: het scheidend vermogen in een bepaalde richting (bijv. oost-west) is evenredig met de lineaire afmeting van de telescoop in die richting, terwijl de gevoeligheid evenredig is met het totale absorberende oppervlak van de telescoop. Bij een interferometer is dit dus de som van de oppervlakken der elementen.

Interferometers zijn al vroeg in de radio-astronomie gebruikt. Rond 1950 ontdekte men zodoende dat vele discrete bronnen kleine hoekafmetingen hebben. De grotere nauwkeurigheid van positie-bepaling met de nauwe interferometerbundel maakte de eerste identificaties van radiobronnen met optische objecten mogelijk. Dat geeft de mogelijkheid tot combinatie van optische en radiogegevens.

Bekende stellingen uit de optica werden op de radio-interferometer toegepast. Het in de jaren dertig opgestelde Van Cittert-Zernike-theorema (zie bijv. Born-Wolf [1]) leert, dat uit de meting van het interferentiepatroon als functie van de afstand tussen de elementen (de 'basislengte') ook wel genoemd de 'zichtbaarheidsfunctie', door een fouriertransformatie de

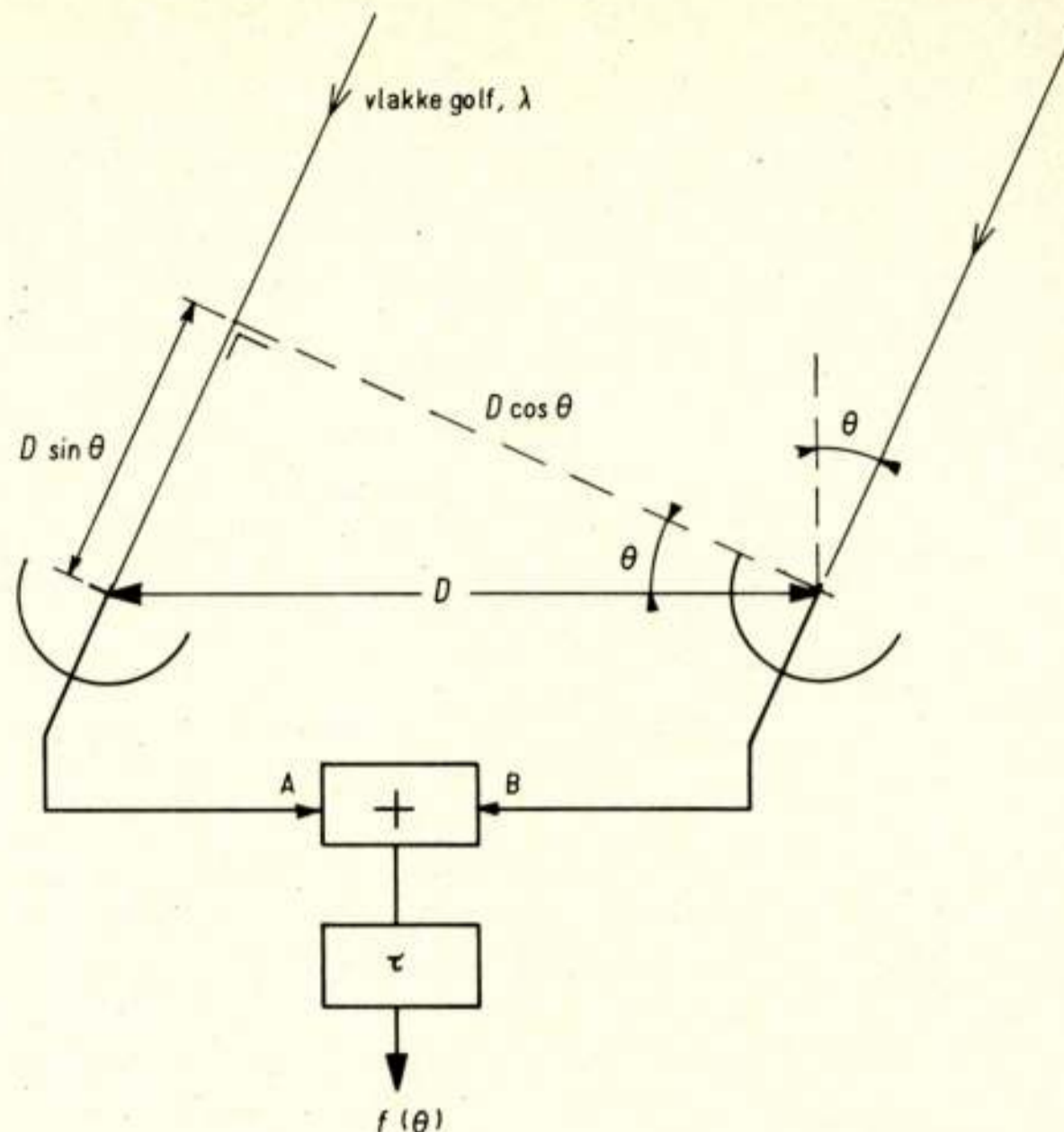


Fig. 5. Ter illustratie van de geometrie van een interferometer. Het uitgangssignaal $f(\theta)$ hangt af van het wegverschil $D \sin \theta$ naar de interferometerelementen.

helderheidsverdeling over de bron te bepalen is. Een interferometer met een basislengte D gedraagt zich als een selectief filter, dat slechts de 'ruimtelijke frequentie' D/λ in de straling van de bron doorlaat. Het opmeten van de zichtbaarheidsfunctie tot een zekere maximale basislengte D_{\max} geeft ons de mogelijkheid de helderheidsverdeling te reconstrueren met een detail, overeenkomend met de grootste toegepaste basislengte. Structuur in de bron met hogere ruimtelijke frequenties dan behorend bij D_{\max} wordt niet doorgelaten en blijft dus onopgemerkt.

In de antenne van paragraaf 2, die we opgebouwd dachten uit deelantennes, heeft het uitgangssignaal (vergelijking (2)) de

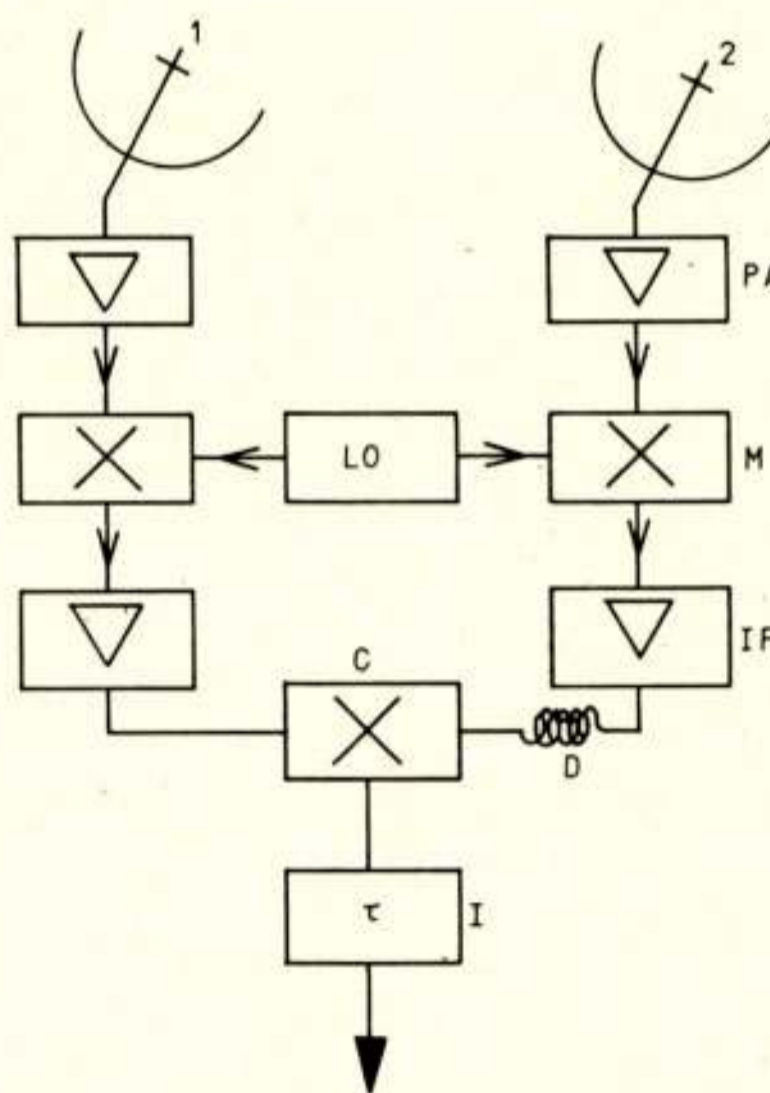


Fig. 6. Het basis-blokschema van een interferometerontvanger. Verklaring der aanduidingen: LO = lokale oscillator, PA = voorversterker, M = mengtrap, IF = middenfrequentversterker, D = vertraginglijn, C = correlator en I = integrerend netwerk.

gedaante van een fourier-(cosinus-)rij. We kunnen dus een telescoop opgebouwd denken uit vele interferometers met verschillende lengte en oriëntatie van de basislijn. We komen hierop later terug.

Eerst willen we de twee-elementsinterferometer nog wat nader bekijken. Fig. 6 toont het basis-blokschema van een interferometer-ontvanger. Na eventuele voorversterking worden de ontvangen signalen gemengd naar een relatief lage middenfrequentie m.b.v. een 'lokaal oscillatorsignaal'. Na versterking op de middenfrequentie volgt sommatie of multiplicatie en het interferentiepatroon verschijnt. Een instelbare vertraginglijn D zorgt, dat een mogelijk looptijdverschil tussen de bron en de beide elementen wordt opgeheven. Het is duidelijk, dat de fase van het lokaal oscillatorsignaal bij de mengtrappen gelijk, of althans *stabiel*, moet zijn om betrouwbare metingen te kunnen doen. Dit brengt bij toenemende afstand tussen de elementen aanzienlijke moeilijkheden met zich mee. Het lokaal oscillatorsignaal wordt van een centraal punt naar de mengtrappen, die zich bij de elementen bevinden, gezonden via coaxiale kabels of een radio-straalverbinding. Beide kabels worden over het algemeen nauwkeurig gelijk in lengte gemaakt en zo goed mogelijk op dezelfde temperatuur gehouden om differentiële faseverschuivingen te voorkomen. Een fase-stabiele radioverbinding wordt verkregen door een deel van het lokaal oscillatorvermogen te retourneren en de fase daarvan met die van het uitgaande signaal te vergelijken. Fase-stabiele instrumenten met een basislengte van 3 km zijn in gebruik op een golflengte van 11 cm. Met radioverbindingen, gebruik makend van tussenstations, is een afstand van 130 km bereikt.

Niettemin gedragen zich bij dit goede scheidend vermogen nog vele bronnen als puntbronnen, d.i. ze zijn 'onopgelost' en hebben dus een hoekafmeting die aanzienlijk kleiner is dan de afstand tussen de interferentiestrepen ($< 0,1$ boogseconde). Vele van deze compacte bronnen behoren tot de zgn. 'quasi-stellaire bronnen', waarvan de fysische omstandigheden nog slechts zeer summier bekend zijn. Een belangrijke grootte is de hoekdiameter van de bron; deze levert, in combinatie met andere waargenomen eigenschappen, de sterkte van het magneetveld in de bron op. Het is dus begrijpelijk dat de radio-astronomen nauwelijks tevreden zijn met bovengrenzen voor de hoekgrootte.

Een zeer fraaie nieuwe methode voor interferometrie is onlangs ontwikkeld, waarbij tijdens de waarneming geen enkele verbinding tussen de beide stations bestaat. Principieel is er thans aan de maximale basislengte geen grens meer gesteld, behalve dat beide elementen de bron op hetzelfde moment moeten kunnen waarnemen.

4. Interferometer met onafhankelijke lokale oscillatoren

Verbreking van de fysische verbinding tussen de elementen opent grote mogelijkheden. De methode is gebaseerd op het toepassen van atomaire standaard-oscillatoren. De fase van de twee lokale oscillatoren wordt beheerst (phase-locked) door het extreem stabiele uitgangssignaal van twee atomaire klokken. Het actieve element daarin is een rubidium-gascel, waarin een microgolf-spectraallijn wordt opgewekt. De stabiliteit (in frequentie en fase) van deze oscillatoren is thans van de orde $1:10^{12}$ tot $1:10^{13}$ over een tijd in de orde van minuten. De klokken worden gelijkgezet m.b.v. 100 kHz Loran-C signalen of door een derde klok van het ene naar het andere station te vervoeren. De absolute gelijkloop is beter dan 10 μ s.

Het middenfrequent-signaal wordt in een door de atomaire

standaard beheerst ritme bemonsterd en samen met tijdpulsen, weer afkomstig uit de atomaire klok, op een magneetband geschreven. De informatiedichtheid is zo groot, dat een computerband in ongeveer drie minuten wordt volgeschreven. Over die tijd is de lokale oscillator en de bemonstering fase-stabiel.

De verdere verwerking, waaronder het samenvoegen van de signalen tot een interferentiepatroon, geschiedt later in een grote computer. Beide banden worden ingelezen in de rekenmachine, verschoven t.o.v. elkaar overeenkomstig het tijdsverschil in aankomst van het golffront bij de interferometerelementen, en daarna met elkaar vermenigvuldigd. Dan pas ontstaat het interferogram. Daar door onvoldoende kennis van instrumentele grootheden (bijv. de preciese afstand tussen de elementen, de positie aan de hemel van de bron) het interferentiepatroon niet zeer nauwkeurig bekend is, worden de waarnemingen in kleine stukjes gehakt en onderworpen aan een fourier-analyse om de optimale amplitude en frequentie van het interferogram te vinden. Dientengevolge is de rekentijd zeer lang: ongeveer een uur voor een waarneming van drie minuten.

In het voorjaar van 1967 werd dit type interferometer voor het eerst, zowel in Canada als in de USA, over afstanden van 3000 km met succes beproefd. Het grootste experiment was de simultane waarneming op een viertal stations: één in Zweden, twee in de oostelijke U.S.A. en één in Californië. De afstand tussen Zweden en Amerika bedraagt 6300 km, overeenkomend met ongeveer 10^8 golflengten op 6 cm. Een tiental bronnen werd waargenomen; alle gaven interferentiestrepen. Sommige bronnen bezitten componenten met een hoekdiameter kleiner dan 0,001". Een deel van de bronnen kon worden 'opgelost'; zij bezitten afmetingen tussen 0,001" en 0,01". Zonder twijfel is het welslagen van deze methode een der belangrijkste vooruitgangen in de waarneem mogelijkheden van de laatste jaren. Meer details over de methode en resultaten zijn te vinden in een goed leesbaar overzichtsartikel van Cohen, Jauncey, Kellerman en Clark [2].

5. Maanbedekkingen en interplanetaire scintillatie

De interferometrie is zeker de fraaiste en de meest succesvolle methode voor het bereiken van een zeer hoog scheidend vermogen. Enige duidelijke nadelen van de methode zijn: de noodzakelijkheid van meer dan één antenne en van fase-stabiele apparatuur. Er zijn twee methoden ontwikkeld om met een enkele telescoop een scheidend vermogen te bereiken, dat aanzienlijk beter is dan volgens vergelijking (1) met de afmetingen van de telescoop overeenkomt.

De *maanbedekkings-* of *maanoccultatie-methode* maakt gebruik van het feit dat de maan op haar pad langs de hemel over de positie van een radiobron kan heenlopen. Zoals bekend is, beweegt de maan zich gedurende de maandelijkse periode over een gebied van ongeveer 23° in declinatie (d.i. de breedtecoördinaat aan de hemelbol) ter weerszijden van de hemel-equator. Iedere ster in dit declinatiegebied wordt eenmaal in de ongeveer achttien jaar in dezelfde richting door de maan 'ingeaald'. Het verdwijnen en weer verschijnen van de bron achter de maan gaat gepaard met een buigingsverschijnsel aan de maanrand. Uit het waargenomen diffractiepatroon is informatie over de positie en de helderheidsverdeling van de bron te verkrijgen. Het bereikbare scheidend vermogen hangt af van de snelheid waarmee de bron achter de maanrand verdwijnt; het bedraagt ongeveer 1". Het scheidend vermogen is dus geheel onafhankelijk van de diameter van de gebruikte telescoop. In de praktijk hangt het wel enigszins af van de beschikbare

signaal/ruisverhouding. Natuurlijk is het hoge scheidend vermogen alleen maar aanwezig in de richting, waarin de maan beweegt op het moment van de occultatie: m.a.w. het is, alsof de bron met een waaivormige bundel wordt afgetast. De grillige baan van de maan langs de hemel maakt het vaak mogelijk een aantal occultaties uit verschillende richtingen te verkrijgen. Door combinatie van de waarnemingen is dan de helderheidsverdeling te reconstrueren met een scheidend vermogen in de orde van $1''$. Te allen tijde wordt met deze methode een zeer goede positie van de bron verkregen, omdat het pad van de maan zeer nauwkeurig is.

Een nog iets beter scheidend vermogen kan worden bereikt met de methode van de *interplanetaire scintillatie*. De elektronendichtheid in de interplanetaire ruimte vertoont onregelmatigheden, die worden veroorzaakt door en voortbewogen met de zonnwind. De schaallengte van de fluctuerende gebieden is van de orde van 100 km. De fluctuaties komen voor tot op grote afstand van de zon, en wel tot in een richting, die van de aarde uit loodrecht staat op de richting naar de zon.

De vermogensstroom van een radiobron die, van de aarde uit gezien, minder dan 90° van de zon afstaat, ontmoet dus op zijn weg dit stochastisch verdeelde fase-veranderende scherm van interplanetaire elektronen. Er treedt in dit scherm buiging en verstrooiing op en het op aarde ontvangen signaal vertoont fluctuaties. Deze fluctuaties staan bekend onder de naam *scintillatie*.

De sterkte van de scintillatie (de scintillatie-index) is afhankelijk van de eigenschappen van het scherm en van de hoekdiameter van de bron. Alleen radiobronnen met zeer kleine hoekdiameter scintilleren. Het is mogelijk gebleken de gemiddelde eigenschappen van het verstrooiende scherm te bepalen. De scintillatie-index kan nu worden gebruikt voor de bepaling van de brondiameter. Het bereikbare scheidend vermogen is ongeveer $0,05''$. Door de scintillatie-index te meten als functie van de hoekafstand tussen de zon en de bron, verkrijgt men een soort 'zichtbaarheidsfunctie', waaruit enige kennis omtrent de helderheidsverdeling van de bron is te reconstrueren.

Evenals de methode der maanbedekkingen gebruikt de scintillatiemethode slechts één antenne. De laatste methode werkt vooral bij lage frequenties (orde van 100 MHz) goed, omdat dan de fluctuaties het grootst zijn. Juist bij deze relatief lange golflengten is met interferometrie zo moeilijk een toereikend scheidend vermogen te verkrijgen. De scintillatiemethode is hier, ondanks haar relatieve gebrekkigheid, een nuttige vervangster gebleken.

6. Apertuur-synthese

We hebben in de vorige paragrafen aandacht besteed aan het bereiken van een zeer hoog scheidend vermogen in één richting m.b.v. een enkele interferometer. De daarmee vergaarde kennis omtrent de hoekafmeting van de radiobron is echter slechts een deel van de informatie die wij graag zouden bezitten. Uiteindelijk willen we de helderheidsverdeling over de bron in kaart brengen met een zodanige scherppte, dat geen belangrijke details worden gemist. In paragraaf 3 werd het Van Cittert-Zernike-theorema genoemd. Daaruit volgt, dat uit interferometrische waarneming op basislengten tot een zeker maximum en over alle oriëntaties de helderheidsverdeling is te reconstrueren met een scheidend vermogen overeenkomend met de grootste beschikbare basisafstand. Vele radiobronnen hebben een hoekdiameter tussen $1'$ en $10'$ om deze in kaart te brengen tot een detail van een

onderdeel van een boogminuut moet de grootste basislengte in de orde van $1 \dots 10$ km zijn.

Een essentiële veronderstelling bij de nu volgende beschouwing is, dat de intensiteit van de bron constant is over een tijdsverloop van dagen tot maanden. Het overgrote deel der thans bekende bronnen voldoet hieraan.

Wanneer we nog eens fig. 3 en vergelijking (2) bekijken, dan is het niet moeilijk in te zien dat de telescoop een verzameling interferometers tussen deelantennes is, waarvan de uitgangssignalen op de juiste wijze gecombineerd moeten worden. Dit is ook de strekking van het bovengenoemde theorema. Het is daarbij echter niet noodzakelijk dat alle interferometers tegelijk aanwezig zijn. Daar de intensiteit van de bron constant is, kunnen we volstaan met twee kleine deelantennes. Deze laten we telkens andere posities t.o.v. elkaar innemen, waarbij de waarneming van dezelfde bron steeds wordt herhaald, totdat alle afstanden en oriëntaties binnen het vlak met zijde D een beurt hebben gehad. Door nu in een computer de uitgangssignalen van alle interferometers te combineren, kan men een telescoop met apertuurzijde D *synthetiseren* uit waarnemingen met twee kleine antennes met zijde d . Dit proces heeft de naam *apertuur-synthese* gekregen.

Het is niet moeilijk uit fig. 3 te zien, dat er $(2D/d)(D/d-1) \approx 2 D^2/d^2$ opstellingen van de kleine antennes voor de synthese nodig zijn. Echter, de bundelbreedte van de deelantennes is D/d maal zo groot als die van de gesynthetiseerde bundel. Door bij de verwerking in de computer kunstmatig faseverschuivingen in de waarnemingen aan te brengen, kunnen we als het ware de nauwe gesynthetiseerde bundel het waargenomen gebied laten aftasten, binnen de grenzen van de wijde bundel van de deelantennes. We verkrijgen zodoende $(D/d)^2$ onafhankelijke 'beeldpunten'. De benodigde waarneemtijd voor een bepaald gebied van de hemel is dus ongeveer tweemaal zo groot als bij gebruik van een enkele telescoop met diameter D .

De synthese-methode geeft ons een afbeelding van een gebied met een zekere scherppte, zoals ook een optische telescoop doet. We spreken dan ook van 'gezichtsveld' (de element-bundel) en 'beeldpunten' (de naast elkaar liggende nauwe bundels).

De synthese-methode deed een enorme stap voorwaarts, toen men beseftte dat met een eendimensionale antenne-opstelling (de elementen staan in het algemeen op een oost-west-lijn) toch tweedimensionale synthese, dus groot scheidend vermogen in beide coördinaatrichtingen, te realiseren is (Ryle [10, 11]). De antenne-elementen volgen het object gedurende twaalf uur in zijn dagelijkse gang langs de hemel.

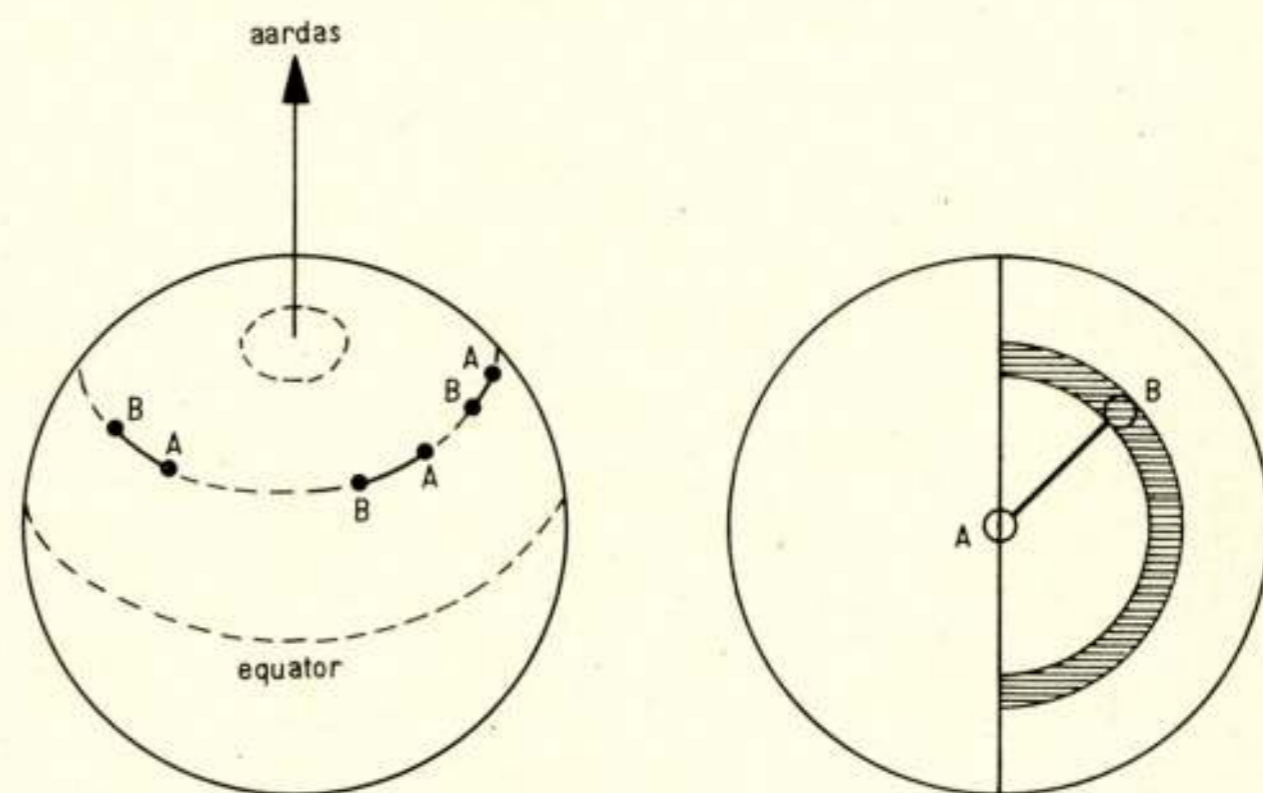


Fig. 7. Het supersynthese-principe. De basislijn AB verandert in oriëntatie ten gevolge van de draaiing van de aarde. In het apertuurvlak (rechts) beschrijft B in 12 h een halve ring om A. Door de lengte van AB te veranderen, kan men het gehele (half-)vlak opvullen.

De basislijn verandert continu van oriëntatie t.o.v. de hemel (fig. 7). In 12 h tijd wordt een ring van de te synthetiseren apertuur, ongeveer ter breedte van de deel-antenne, overdekt. Op-eenvolgende waarnemingen met gewijzigde afstand tussen de elementen vullen de gehele apertuur met 'schillen' op. De diameter van de gesynthetiseerde antenne is gelijk aan de grootste afstand tussen de elementen. Zoals bestudering van fig. 7 duidelijk maakt, is in de noord-zuid-richting het volledige scheidend vermogen slechts aanwezig voor een bron die in het verlengde van de aardas (de hemelpool) staat. Voor een willekeurige bron vermindert het scheidend vermogen in de noord-zuid-coördinaat met de cosinus van de poolafstand. De zojuist beschreven methode heeft de naam *supersynthese* gekregen.

De apertuur-synthese levert ons niet alleen een groot scheidend vermogen, maar door de noodzakelijkerwijs zeer lange waarneemtijd verkrijgen we tevens de gevoeligheid van een telescoop met een aanzienlijk grotere diameter dan die van de elementen. Weliswaar ten koste van waarneemtijd wordt zo een zeer economische telescoop verwezenlijkt.

7. De synthese-radiotelescoop (SRT) te Westerbork

De grote radiotelescoop die nabij Westerbork is gebouwd, werkt volgens het supersynthese-principe. Het is in het bestek

van dit artikel onmogelijk een volledige beschrijving van het instrument te geven. Deze zal in de nabije toekomst verschijnen.

De telescoop bestaat uit 12 parabolische spiegels van 25 m diameter. Tien antennes staan vast opgesteld op onderlinge afstanden van 144 m, terwijl twee verrijdbaar zijn over een 300 m lange railbaan die, aansluitend aan de lijn door de tien vaste, tevens in oost-west-richting loopt. Er worden interferometers gevormd tussen elk der beide verrijdbare antennes en ieder van de vaste elementen; dus 20 in totaal. In een waarneemperiode van 12 h wordt het apertuurvlak overdekt met een twintigtal ringen. In vier zulke perioden (stappen van 18 m voor de rijdende antennes) wordt de synthese voltooid tot een apertuur met een diameter van ongeveer 1500 m. Fig. 8 geeft een indruk van het project.

Aanvankelijk worden waarnemingen gedaan op een golflengte van 21 cm, waarbij een bundelbreedte van 22" kan worden verkregen. Er bevinden zich ongeveer 10 000 onafhankelijke beeldpunten in het gezichtsveld van de deelantennes. De gevoeligheid van de SRT is vergelijkbaar met die van een enkele parabool van ongeveer 250 m diameter. De bouwkosten van paraboolantennes stijgen ongeveer evenredig met $D^{2.5}$ tot D^3 . Zo het al mogelijk ware een antenne van 250 m te bouwen, dan zou hij minstens 300 maal zoveel kosten als een 25-m spiegel. De 12 antennes in Westerbork kosten echter slechts 12 maal zoveel. Bovendien bereiken we het scheidend vermogen van een 1600-m antenne!

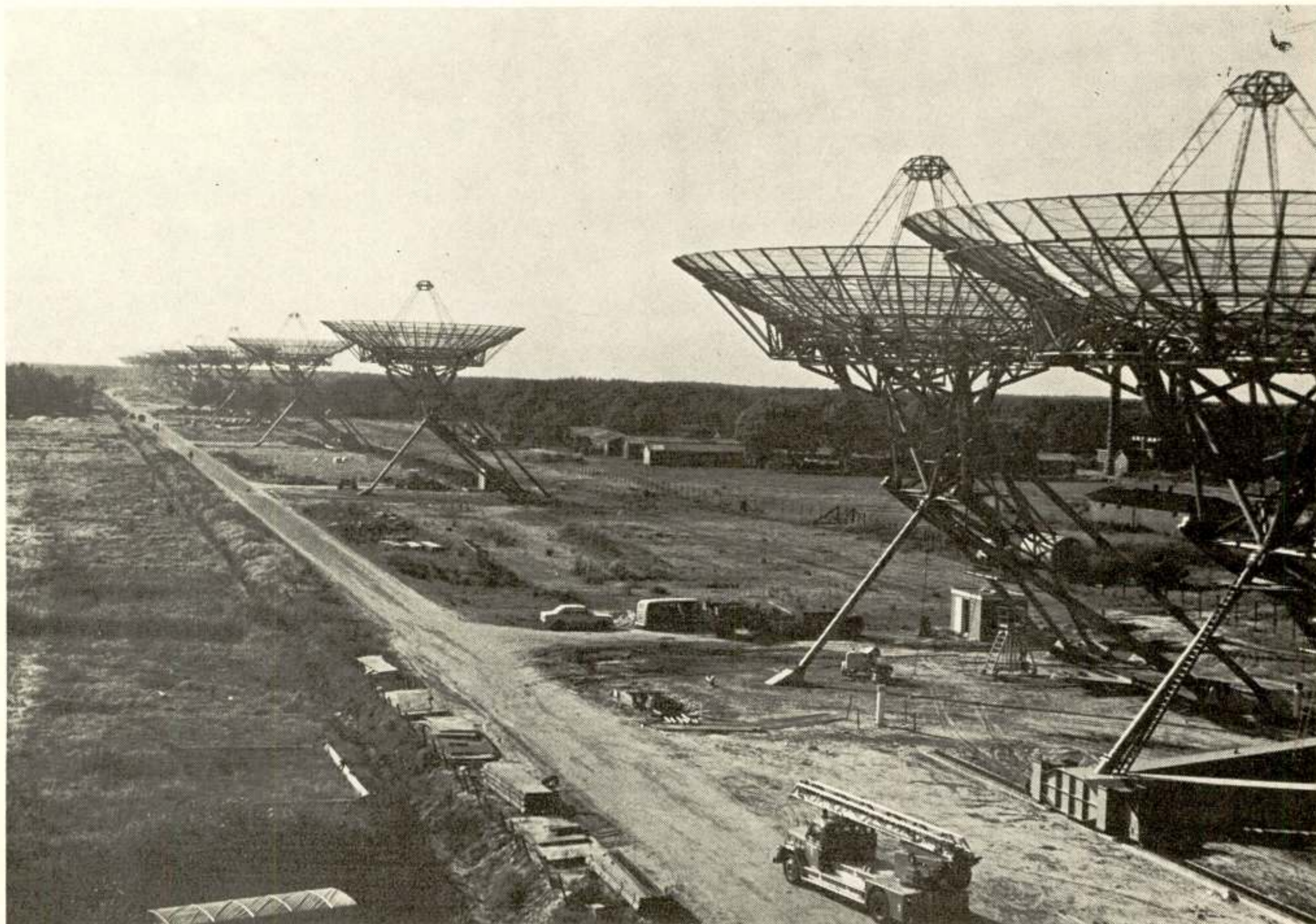


Fig. 8. De Synthese-Radiotelescoop te Westerbork. De foto is genomen vanuit een bakje, op een hoogte van ongeveer 30 m gebracht door de hijskraan, die zojuist de laatste spiegel op de onderbouw had geplaatst. Op de voorgrond is één van de twee verrijdbare antennes op de railbaan zichtbaar. De rail loopt over een lengte van 300 m naar rechts uit het beeld. De tien vaste antennes met onderlinge afstanden van 144 m strekken zich over een afstand van 1300 m naar links uit. De diameter van de reflector is 25 m.

(Foto Herman Kleibrink, Sterrewacht, Leiden.)

Voor de volledigheid moet worden vermeld, dat de elektronische apparatuur voor 12 telescopen natuurlijk meer kost dan voor één. Maar ontvangers zijn vele malen goedkoper dan antennes. De methode van de synthese stelt de radio-astronoom in de gelegenheid om met beperkte middelen en geduld (lange waarnemertijden) gigantische radiotelescopen te realiseren.

8. Slotopmerkingen

In dit artikel zijn slechts enkele nieuwe ontwikkelingen in de radio-astronomische techniek aangestipt. Het zijn, naar het oordeel van de schrijver, de meest significante, zowel door de astronomische resultaten die reeds zijn verkregen, als door de principiële uitbreidingsmogelijkheden naar grotere basislengten.

Vele interessante aspecten bleven hier buiten beschouwing. De millimetergolflengten worden ontsloten, zodat een nage-nog maagdelijk deel van het spectrum beschikbaar komt voor waarnemingen. Aan de ontwikkeling van geavanceerde elektronische apparatuur wordt door vrijwel iedere radiosterren-wacht een belangrijke bijdrage geleverd. De computer wordt in toenemende mate bij waarneming en verwerking van de resultaten ingeschakeld. De research in analoge (optische) methoden van informatieverwerking begint op gang te komen.

Wat kunnen we in de nabije toekomst verwachten? Afgezien van niet te voorspellen ontdekkingen lijkt het veilig te stellen, dat zeer belangrijke astrofysische resultaten zullen worden verkregen met een of andere vorm van interferometrie. De interferometer met onafhankelijke lokale oscillator zal tot zijn uiterste grenzen worden uitgebreid. Als de aarde te klein wordt, zal één der elementen op een satelliet of op de maan worden geplaatst. Vóór het zover is, zullen vele sterrenwachten zich voorzien van de benodigde apparatuur (een atomaire standaard-oscillator en video tape-recorders). Er zal een keten van vele stations ontstaan, die op gezette tijden simultaan waarnemen. Verbetering van de stabiliteit en snellere methoden van informatieverwerking zijn nodig om de lange reductietijd tot redelijke proporties terug te brengen.

Synthese-telescopen zijn eenvoudig uit te breiden. Eén antenne op een 150 m lange rail, geplaatst 1,5 km in het verlengde van de huidige SRT te Westerbork, zou het scheidend vermogen van dit instrument verdubbelen. De wetenschappelijke waarde zou daardoor aanzienlijk worden verhoogd. Uit Engeland komen berichten dat een telescoop met 5 km basislengte in voorbereiding is. In de U.S.A. is een voorstel gedaan voor een

Y-vormige telescoop met 36 spiegels en armen van 25 km lengte. In een achttal uren waarnemertijd zou het hele apertuurvlak opgevuld kunnen worden.

Een interferometer, samengesteld uit de Dwingeloo-spiegel en één of meer van de Westerbork-elementen, kan zeer nuttige informatie geven over structuur in de orde van 1" op 21 cm golflengte.

De enkelvoudige grote parabool-telescoop heeft fervente aanhangers. In Duitsland is een parabool-antenne van 100 m diameter in aanbouw. Er zijn problemen, waarvoor de enkele telescoop bijzonder geschikt is, zoals het nauwkeurig meten van de intensiteit van een bron met bekende positie, het doen van spectraal onderzoek en soortgelijke metingen waarbij van uitgebreide, ingewikkelde en kostbare ontvangapparatuur wordt gebruik gemaakt.

Het onderzoek op millimeter-golflengten zal ongetwijfeld vele nieuwe resultaten opleveren. Voorshands is echter een flinke toeneming in de ontvangstgevoeligheid noodzakelijk. Dat betekent: grotere, maar tegelijk zeer nauwkeurige antennes en lage-ruisversterkers. Beide eisen stellen constructeurs en ontwerpers voor grote problemen.

Met het beschikbaar komen van satelliet-observatoria zal het sub-millimeter- en verre infrarood-gebied aan de beurt zijn. Een toepassing van coherente radiotechnieken kan een belangrijk deel van dit gebied onder bereik van de radio-astronoom brengen. Op den duur zal het onderscheid tussen optische en radiosterrenkunde vervagen en deze wetenschap weer als *astronomie* het onderzoek naar de bouw van het heelal en de daarin voorkomende fysische processen kunnen voortzetten.

Literatuur

- [1] BORN, M. and E. WOLF: Principles of Optics, 2nd Ed., Ch. 10. Pergamon Press 1964.
- [2] COHEN, M. H., D. L. JAUNCEY, K. I. KELLERMANN and B. G. CLARK: Science **162**, 4 October 1968, 88.
- [3] EWEN, H. I. and E. M. PURCELL: Nature **168**, 1951, 356.
- [4] V. D. HULST, H. C.: Ned. Tijdschrift voor Natuurkunde, **11**, 1945, 201.
- [5] JANSKY, K. G.: Proc. IRE **21**, October 1933, 1387.
- [6] JANSKY, K. G.: Proc. IRE **23**, October 1935, 1158.
- [7] MULLER, C. A. and J. H. OORT: Nature **168**, 1951, 357.
- [8] REBER, G.: Proc. IRE **28**, February 1940, 68.
- [9] REBER, G.: Astrophysical J. **100**, November 1944, 279.
- [10] RYLE, M.: Nature, **194**, 1962, no. 4828, 517.
- [11] RYLE, M.: Electronics and Power, June 1967, 208.

De uniforme presentatie van transmissiewegen¹⁾

door ir. L. Krul, Technische Hogeschool Delft



Summary: *The uniform presentation of transmission paths.*

The problem of uniform presentation of cable and radio transmission paths was approached for the first time by Schelkunoff in 1938. Unfortunately this approach has hardly found acceptance.

Due to the fact, however, that nowadays a world-wide communication network consisting of both cable and radio circuits has come into operation, this uniform presentation is quite actual. For this reason we will introduce the concept of uniform presentation in a different way by developing a pair of radio transmission equations being the radio equivalent of the well-known telegraphers equations for the cable.

1. Inleiding

De historische ontwikkelingen binnen dat deel van de elektrotechniek dat zich bezighoudt met de overdracht van informatie-dragende signalen hebben er toe geleid dat de overdracht van deze signalen langs de kabelweg veelal wordt behandeld als een probleem dat volkomen los staat van de overdracht van diezelfde signalen langs een radioweg. Natuurlijk kan men niet ontkennen dat er belangrijke verschillen zijn tussen de beide transmissiewegen. Het meest wezenlijke onderscheid is ongetwijfeld dat de kabel drager is van een vlakke elektromagnetische golf terwijl op de radioweg de elektromagnetische golfuitbreiding, althans over een zekere ruimtehoek, bolvormig is aangezien elke antenne, mits we ons op voldoende grote afstand ervan bevinden, kan worden beschouwd als een puntstraler. Een direct gevolg van dit verschil in golfuitbreiding is bijv. dat het ontvangen vermogen bij de kabelweg exponentieel afneemt met de afstand, terwijl het ontvangen vermogen bij de radioweg omgekeerd evenredig is met het kwadraat van de afstand. Hierbij is ondersteld dat de kabel behept is met verliezen, terwijl het medium van de radioweg verliesvrij is. Zijn er wel atmosferische verliezen bijv. als gevolg van moleculaire absorptie dan neemt althans bij een homogene verdeling van deze verliezen, het radiosignaal bovendien exponentieel af met de afstand.

De uniforme presentatie van transmissiewegen, waarmede we ons in deze bijdrage zullen bezighouden, zal moeten worden gekenmerkt door het feit dat de hierboven genoemde verschillen in de fysische eigenschappen duidelijk tot uitdrukking komen. De basis voor een uniforme presentatie van de kabel- en de radioweg werd reeds gelegd in een in 1938 van de hand van S. A. Schelkunoff verschenen artikel [1].

Als belangrijk voordeel van zijn formulering van de sferische golfuitbreiding noemt Schelkunoff dat 'the subject of spherical waves is brought under the general heading of transmission-line theory and the treatment of two apparently distinct subjects is co-ordinated'. Ook Slater geeft in zijn in 1942 verschenen boek 'Microwave Transmission' [2], als inleiding op de behandeling van de antennes, een algemene beschouwing over de sferische golfuitbreiding, waarbij hij herhaaldelijk wijst op de punten van overeenkomst en verschil met de vlakke golfuitbreiding op een transmissielijn.

Vergeleken met de lijn- of kabeltransmissie is de radiotransmissie jong te noemen. Toen Marconi in 1901 voor de eerste maal de Atlantische Oceaan met behulp van een radioverbinding overbrugde had de lijnverbinding al een meer dan 50-jarige ontwikkeling achter de rug. De radioverbinding gaf echter de onmisbare aanvulling voor wat betreft de lange-afstandstelegrafie, aangezien de lijnverbindingen destijds beperkt waren tot relatief korte afstanden. De radioverbinding bleef ook voor telefonie nog lange tijd de enige mogelijkheid tot het overbruggen van grote afstanden. Pas in 1956 werd de eerste transatlantische zee-kabel, de TAT-1 gelegd tussen de Verenigde Staten en Engeland. Geleidelijk kwamen hiermede ook lange-afstandskabelwegen voor telefonie en telegrafie ter beschikking. Dank zij de veel betere transmissiekwaliteit bleek de lange-afstandskabelweg een ernstige concurrent voor de lange-afstandsradioweg.

Inmiddels was er voor de korte afstand ook een radiotransmissiesysteem ontstaan: de straalverbinding. Deze 'cable hertzien', zoals de Fransen de straalverbinding wel plegen te betitelen, moest in tegenstelling tot de lange-afstandsradioverbinding voldoen aan hoge eisen t.a.v. de transmissiekwaliteit, aangezien dit systeem anders nauwelijks bestaansrecht zou hebben naast de reeds bestaande kabelverbindingen. De toegepaste korte golflengten laten echter alleen zgn. direct-zichtverbindingen toe, zodat voor het overbruggen van grotere afstanden een cascadeschakeling van verbindingen noodzakelijk is. De overbrugging van oceanen was in deze gedachtengang ondenkbaar.

Gebruik makende van eenzelfde soort techniek en opgebouwd volgens dezelfde kwaliteitsfilosofie kwam echter voor de grote afstand tenslotte de satellietverbinding beschikbaar.

Resumerend kan men zeggen dat in de huidige situatie een wereldomvattend telecommunicatienet aan het groeien is, waarin radio- en kabelverbindingen als alternatieve communicatiemogelijkheden van kwalitatief hoog gehalte voorkomen. De door Schelkunoff beoogde uniforme presentatie van de kabel- en de radiotransmissie zou een belangrijke bijdrage kunnen geven bij het naar elkaar toe groeien van deze media. Ondanks het feit echter dat de genoemde publikaties van Schelkunoff en Slater reeds lang geleden verschenen, komt een modern handboek voor de transmissietechniek als dat van Hölzler en Thierbach [3] niet verder dan de behandeling van de vergelijkingen voor de transmissielijn.

¹⁾ Manuscript ontvangen 2 juni 1969.

Het ligt voor de hand dat men zich dan gaat afvragen wat hiervan de oorzaak kan zijn. Een belangrijke rol speelt hierbij ongetwijfeld het feit dat de vergelijkingen van Maxwell in het algemeen geen zuivere transversaal-elektromagnetische TEM-golf met sferische uitbreiding in de ruimte als oplossing toelaten. Bij de radiotransmissie hebben we te maken met een quasi-TEM-golf, die beschouwd moet worden als limietgeval, hetzij van de transversaal-elektrische golf (met een magnetische veldcomponent in de voortplantingsrichting), hetzij van de transversaal-magnetische golf (met een elektrische veldcomponent in de voortplantingsrichting). Bepaalt men nu, zoals Schelkunoff en Slater, eerst de algemene oplossingen om aan de hand daarvan te laten zien dat in het bedoelde limietgeval deze oplossingen overgaan in TEM-golven, dan ontgaat waarschijnlijk aan veel op de transmissietechniek georiënteerde lezers de essentie van het betoog.

In het hierna volgende zal worden getracht dit bezwaar te ondervangen door voor de sferische golfuitbreiding een formulering te geven die direct aansluit bij de bekende differentiaalvergelijkingen voor de transmissielijn en daardoor de transmissie-ingenieur wellicht beter zal aanspreken.

2. Voorlopige invoering van de radiotransmissievergelijkingen

Ten einde de transmissievergelijkingen voor de radioweg, alvorens in paragraaf 3 een wat formeler standpunt te gaan innemen, eerst op een voorlopige wijze te kunnen invoeren, gaan we uit van de bekende differentiaalvergelijkingen voor de kabel:

$$\frac{dU}{dz} = -Z_s I \quad \text{en} \quad \frac{dI}{dz} = -Y_p U$$

Z_s is hierin de complexe serie-impedantie van de kabel per lengte-eenheid ($Z_s = R + j\omega L$) en Y_p de complexe parallel-admittantie eveneens per lengte-eenheid ($Y_p = G + j\omega C$). Zowel op deze plaats als in het hierna volgende is aangenomen dat spanning en stroom sinusvormig met de tijd veranderen. Dit geeft geen verlies aan algemeenheid daar uit de fourierrekening bekend is dat alle fysische voorkomende signalen als een som van zulke sinusvormige signalen kunnen worden geschreven.

Om de oplossingen voor de complexe spanning U en de complexe stroom I te vinden kan men bijv. I elimineren. Dit geeft voor U de tweede-orde differentiaalvergelijkingen:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} - \gamma^2 U = 0, \quad \text{terwijl} \quad I = -\frac{1}{\gamma Z_0} \frac{dU}{dz}$$

waarin $\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z_s Y_p}$ de complexe voortplantingsconstante en $Z_0 = \sqrt{Z_s / Y_p}$ de karakteristieke impedantie van de kabel voorstellen. De bekende algemene oplossingen voor zowel de spanning als de stroom bestaan uit twee in tegengestelde richting lopende golven, waarvan de amplituden exponentieel afnemen in de voortplantingsrichting:

$$U(z) = K_1 \exp(-\gamma z) + K_2 \exp(\gamma z)$$

$$I(z) = \frac{1}{Z_0} \left\{ K_1 \exp(-\gamma z) - K_2 \exp(\gamma z) \right\}$$

K_1 en K_2 zijn hier complexe integratieconstanten die bepaald worden door de randvoorwaarden.

Voor eenvoudige configuraties kan men de gevonden differentiaalvergelijkingen voor U en I ook omzetten in de overeenkomstige vergelijkingen voor het elektrische veld E en het magnetische veld H . Z_0 gelden bijv. voor een transmissielijn bestaande uit verliesvrije evenwijdige stroken (breedte a en afstand

b) de volgende relaties $U = bE$, $I = aH$, $Z_s = j\omega\mu b/a$ en $Y_p = j\omega\epsilon a/b$. Men krijgt door substitutie van deze relaties de veldvoorstelling voor een vlakke TEM-golf, welke veldvoorstelling uiteraard ook rechtstreeks uit de vergelijkingen van Maxwell kan worden afgeleid [2]. Aangezien wij deze veldvoorstelling bij de voorlopige invoering van de radiotransmissievergelijkingen als uitgangspunt zullen nemen en daarbij de atmosfeer verliesvrij zal worden verondersteld, kiezen we ook nu het geval zonder verliezen. De bedoelde vergelijkingen worden:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \omega^2 \mu \epsilon E = 0 \quad \text{en} \quad H = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{dE}{dz}$$

Hoewel het transmissiegedrag van de radioweg ook met de veldgrootheden E en H beschreven zal moeten worden, zijn voorgaande vergelijkingen niet voor dit doel bruikbaar. De golven immers, die hieruit als oplossing gevonden worden hebben een van de afgelegde afstand onafhankelijke amplitude, hetgeen in strijd is met de radio-ervaring.

De op de verliesvrije radioweg optredende demping wordt veroorzaakt door het ruimtelijk uitdijen van de elektromagnetische golf. Aangezien elke antenne op voldoende grote afstand wordt waargenomen als een puntbron kan men deze antenne kiezen als middelpunt van een denkbeeldige bol met straal r (fig. 1). Het door de antenne over een zekere ruimtehoek verdeelde zendvermogen geeft op deze bol een vermogensdichtheid,

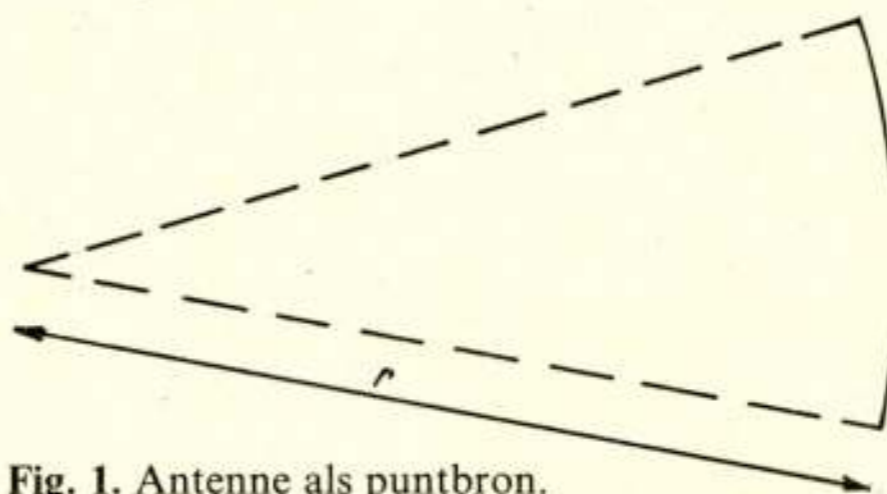


Fig. 1. Antenne als puntbron.

die omgekeerd evenredig is met r^2 . Daar $|E|$ en $|H|$ worden uitgedrukt in volt/meter en ampère/meter heeft hun produkt de dimensie van vermogensdichtheid. Blijkbaar wordt de verliesvrije radioweg gekarakteriseerd door de voorwaarde dat $r^2 \cdot |E| \cdot |H|$ constant is, terwijl bij de verliesvrije kabelweg het produkt $|E| \cdot |H|$ constant is. Aangezien de relatie tussen E en H , zoals uit de gevonden vergelijkingen blijkt, onafhankelijk van de afstand is kan men ook eisen dat $r^2 \cdot |E|^2$ en $r^2 \cdot |H|^2$ niet mogen afhangen van de afstand. Dit brengt ons op het idee dat de variabelen E en H in de vergelijkingen voor de vlakke golf bij de sferische golf moeten worden gelezen als rE en rH . Tevens de afstandscoördinaat z vervangend door de reeds ingevoerde r vindt men dan als radiotransmissievergelijkingen:

$$\frac{d^2 (rE)}{dr^2} + \omega^2 \mu \epsilon (rE) = 0 \quad \text{en}$$

$$rH = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{d(rE)}{dr}$$

De algemene oplossingen van deze vergelijkingen zullen in paragraaf 4 aan de orde worden gesteld. Op deze plaats beperken we ons tot de sferische golf die zich voortplant in positieve r -richting. Hiervoor wordt met $\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ gevonden:

$$E(r) = \frac{E_0}{r} \exp(-j\beta r) \quad \text{en}$$

$$H(r) = \frac{E_0}{r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \exp(-j\beta r)$$

E_0 is hierin een referentie-amplitude, waarvan de grootte in een zekere richting wordt bepaald door de stralingseigenschappen van de antenne. De afstand waarvoor de referentie-amplitude wordt genomen of waarvoor het stralingsdiagram wordt berekend moet uiteraard zo groot zijn dat de stralende antenne als een puntbron kan worden beschouwd.

3. Formele afleiding van de radiotransmissievergelijkingen

De wijze waarop de transmissievergelijkingen voor de radioweg zojuist werden geïntroduceerd is formeel natuurlijk niet aanvaardbaar. Het veld in de ruimte rond de antenne zal nl. moeten voldoen aan de vergelijkingen van Maxwell en de gevolgde weg kan daarvoor geen enkele garantie bieden. Het verdere onderzoek zal zelfs leren dat in het algemeen niet aan deze conditie wordt voldaan, op welk feit ook reeds in de inleiding werd gezinspeeld.

In de inleiding werd betoogd dat de sferische TEM-golf in het algemeen moet worden gezien als een limietgeval van hetzij een TE-golf, hetzij een TM-golf. Voor een nadere beschouwing van deze beide gevallen gaan we uit van een bolcoördinatenstelsel, waarvan de oorsprong samenvalt met de puntvormig veronderstelde antenne. Valt het H -veld van de lineair gepolariseerde antenne samen met de z -as van het rechthoekige coördinatenstelsel dan kan men op enige afstand van de antenne drie veldcomponenten verwachten, te weten: H_θ , H_r en E_ϕ . Aangezien alleen het elektrische veld uitsluitend transversaal is (de E -vector ligt dus in een vlak loodrecht op de r -as) spreekt men hierbij van een TE-golf (fig. 2). Valt het E -veld van de zendende antenne samen met de z -as dan krijgt men de veldcomponenten E_θ , E_r en H_ϕ . Alleen het magnetische veld is nu uitsluitend transversaal, men spreekt dan van een TM-golf (fig. 3).

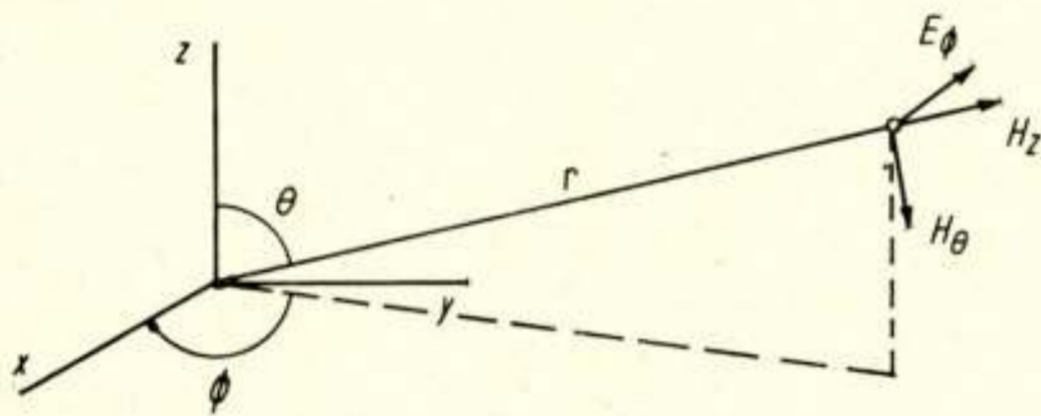


Fig. 2. Transversaal-elektrische golf.

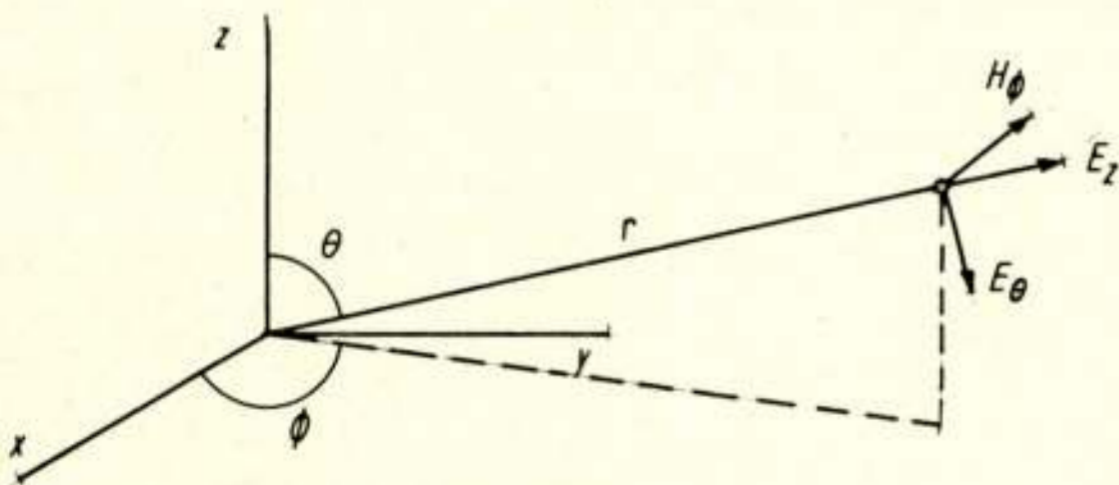


Fig. 3. Transversaal-magnetische golf.

In het TE-geval volgen uit de rotatie- en divergentievergelijkingen van Maxwell een aantal betrekkingen waaraan de drie veldcomponenten H_θ , H_r en E_ϕ moeten voldoen [2]:

$$\frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) = j\omega\mu (rH_\theta) \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 H_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\theta \sin \theta) = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (E_\phi \sin \theta) + j\omega\mu H_r \right\} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \theta} - j\omega\epsilon E_\phi = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H_\theta}{\partial \phi} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = 0 \quad (1.6)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (1.7)$$

De vergelijking (1.1) geeft een relatie tussen de beide transversale veldcomponenten E_ϕ en H_θ . Het ligt voor de hand, naar analogie met de vergelijkingen voor de transmissielijn, te zoeken naar nog een tweede betrekking tussen E_ϕ en H_θ . Deze betrekking wordt gevonden door vergelijking (1.3) te differentiëren naar θ en vervolgens $\partial H_r / \partial \theta$ te substitueren in vergelijking (1.4). Het resultaat is:

$$\frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) = j\omega\epsilon (rE_\phi) - \frac{1}{j\omega\mu} \left\{ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (E_\phi \sin \theta) + \frac{\cos \theta}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (E_\phi \sin \theta) \right\} \quad (1.8)$$

We zullen nu eerst laten zien dat als voldaan zou kunnen worden aan de voorwaarde $\partial(E_\phi \sin \theta) / \partial \theta = 0$ de oplossingen voor E_ϕ en H_θ een zuivere sferische TEM-golf voorstellen.

Met $\partial(E_\phi \sin \theta) / \partial \theta = 0$ gaat vergelijking (1.8) over in:

$$\frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) = j\omega\epsilon (rE_\phi) \quad (1.9)$$

Eliminatie van rH_θ uit de vergelijkingen (1.1) en (1.9) geeft dan:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rE_\phi) + \omega^2 \mu \epsilon (rE_\phi) = 0$$

Deze vergelijking vormt samen met vergelijking (1.1) het reeds uit paragraaf 2 bekende stelsel vergelijkingen. Aangezien de daaruit te bepalen E_ϕ en H_θ in dit geval de enige veldcomponenten zijn (H_r is volgens vergelijking (1.3) onder deze omstandigheden gelijk aan nul) stelt de oplossing een sferische TEM-golf voor. Helaas is er geen enkele praktische antenne bekend, waarbij de door deze antenne opgelegde randvoorwaarden zodanig zijn dat voldaan wordt aan de betrekking $\partial(E_\phi \sin \theta) / \partial \theta = 0$ en de overige nog te vervullen voorwaarden, te weten $\partial(H_\theta \sin \theta) / \partial \theta = 0$ (vergelijking 1.2), $\partial H_\theta / \partial \phi = 0$ (vergelijking 1.5) en $\partial E_\phi / \partial \phi = 0$ (vergelijking 1.7).

Er is echter nog een tweede weg waarlangs we tot vergelijking (1.9) kunnen komen. Hiertoe bedenken we dat voor de praktische transmissietoepassingen alleen het veld van de antenne op grote afstand r in de omgeving van $\theta = \pi/2$ interessant is. Onder deze condities gaat vergelijking (1.8) ook weer over in vergelijking (1.9). Een controle op de vervulling van de randvoorwaarden aan de hand van de overige vergelijkingen heeft bij deze quasi-TEM-golf natuurlijk weinig zin meer. Een aspect dat hier zeker bij moet worden betrokken is dat de diagramberekeningen aan praktische antennes altijd uitgaan van benaderingen – zoals ten aanzien van stroomverdelingen en apertuurbeleggingen – zodat de controle op het vervullen van deze randvoorwaarden alleen al daarom niet zinvol is.

Na deze beschouwing van het TE-geval gaan we over naar de

situatie waarin alleen de veldcomponenten E_θ , E_r en H_ϕ aanwezig zijn. De rotatie- en divergentievergelijkingen van Maxwell in sferische coördinaten geven voor dit TM-geval de volgende relaties tussen de drie veldcomponenten [2]:

$$\frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) = -j\omega\epsilon (rE_\theta) \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 H_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (E_\theta \sin \theta) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\phi \sin \theta) \right\} - j\omega\epsilon E_r = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} + j\omega\mu H_\phi = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_\theta}{\partial \phi} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_r}{\partial \phi} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (2.7)$$

De vergelijking (2.1) geeft één van de relaties tussen de beide transversale veldcomponenten E_θ en H_ϕ , de tweede relatie wordt gevonden door eliminatie van E_r uit de vergelijkingen (2.3) en (2.4). Men vindt dan:

$$\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) = -j\omega\mu (rH_\phi) - \frac{1}{j\omega\epsilon} \left\{ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (H_\phi \sin \theta) + \frac{\cos \theta}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\phi \sin \theta) \right\} \quad (2.8)$$

Voor het geval $\partial(H_\phi \sin \theta)/\partial \theta = 0$ zou zijn gaat vergelijking (2.8) over in:

$$\frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) = -j\omega\mu (rH_\phi) \quad (2.9)$$

Eliminatie van H_ϕ uit de vergelijkingen (2.1) en (2.9) levert dan:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rE_\theta) + \omega^2 \mu \epsilon (rE_\theta) = 0$$

Deze vergelijking levert samen met vergelijking (2.1) de sferische TEM-oplossingen voor E_θ en H_ϕ aangezien op grond van vergelijking (2.3) E_r gelijk is aan nul. In tegenstelling tot het TE-geval is er nu wel een antenne denkbaar die voldoet aan de eis dat de opgelegde randvoorwaarden zodanig zijn dat voldaan wordt aan de betrekking $\partial(H_\phi \sin \theta)/\partial \theta = 0$ en de overige nog te vervullen voorwaarden te weten $\partial(E_\theta \sin \theta)/\partial \theta = 0$ (vergelijking 2.2), $\partial E_\theta/\partial \phi = 0$ (vergelijking 2.5) en $\partial H_\phi/\partial \phi = 0$ (vergelijking 2.7).

Bedoelde antenne is de zgn. dubbelconische hoorn (fig. 4), welke dipool-achtige structuur echter constructief weinig aantrekkelijk is. Praktisch komen we daarom in dezelfde problematiek terecht als in het TE-geval, hetgeen moge blijken uit het voorbeeld van de enkelvoudige $\lambda/2$ -dipool, waarvoor op grote afstand geldt [2]:

$$rE_\theta = E_0 (\pi/2) \frac{\cos(\pi/2 \cos \theta)}{\sin \theta} \exp(-j\beta r)$$

$$rH_\phi = E_0 (\pi/2) \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \frac{\cos(\pi/2 \cos \theta)}{\sin \theta} \exp(-j\beta r)$$

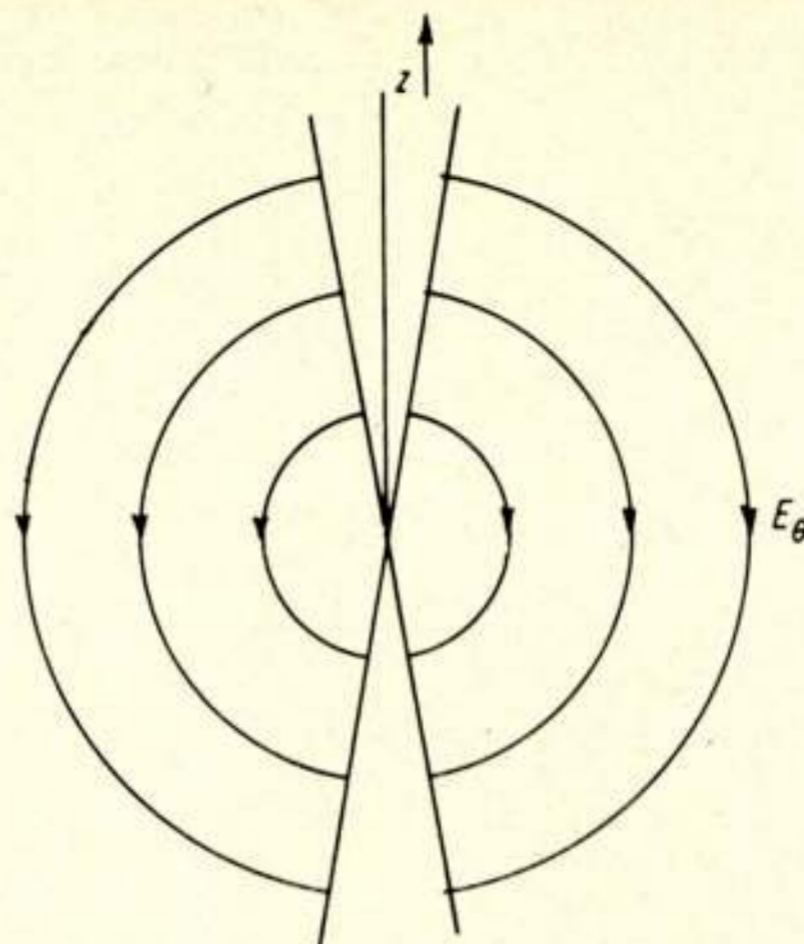


Fig. 4. Dubbelconische hoorn.

Gemakkelijk kan worden geverifieerd dat hiermede wel voldaan is aan de vergelijkingen (2.1) en (2.4) ... (2.7), doch niet aan de vergelijkingen (2.2) en (2.3). Aan de laatste twee vergelijkingen wordt alleen voldaan in de omgeving $\theta = \pi/2$.

Zonder veel bezwaren kunnen we daarom ook hier weer a priori de beperkingen: grote afstand en $\theta \approx \pi/2$ invoeren waardoor vergelijking (2.8) weer overgaat in vergelijking (2.9).

De conclusie uit bovenstaande beschouwingen is dus dat de in paragraaf 2 op intuïtieve wijze geïntroduceerde vergelijkingen voor de radioweg ook kunnen worden afgeleid door in de vergelijkingen van Maxwell, die benaderingen in te voeren die uit transmissie-oogpunt voor de hand liggen. Het TE-geval leidt tot een horizontaal-gepolariseerde quasi-TEM-golf, het TM-geval tot een verticaal-gepolariseerde. De gegeven formulering zal tenslotte in de volgende paragraaf nog nader worden toegelicht aan de hand van een vergelijking van de algemene oplossingen voor zowel de kabel- als de radioweg.

4. De oplossingen van de transmissievergelijkingen

De algemene oplossing voor de spanningsgolf op een kabelweg zoals die in het begin van paragraaf 2 werd gegeven was:

$$U(z) = K_1 \exp(-\gamma z) + K_2 \exp(+\gamma z)$$

waarin de integratieconstanten K_1 en K_2 moeten worden bepaald uit randvoorwaarden. Wordt gezonden in de positieve z -richting dan kan de tweede term, die een golf in negatieve z -richting voorstelt, fysisch alleen ontstaan door reflectie. Vindt deze reflectie plaats bij $z = l$ dan moet gelden dat

$$K_2 \exp(\gamma l) = \Gamma(l) K_1 \exp(-\gamma l)$$

of

$$K_2 = K_1 \Gamma(l) \exp(-2\gamma l)$$

zodat

$$U(z) = K_1 [\exp(-\gamma z) + \Gamma(l) \exp(-\gamma l) \cdot \exp\{-\gamma(l-z)\}]$$

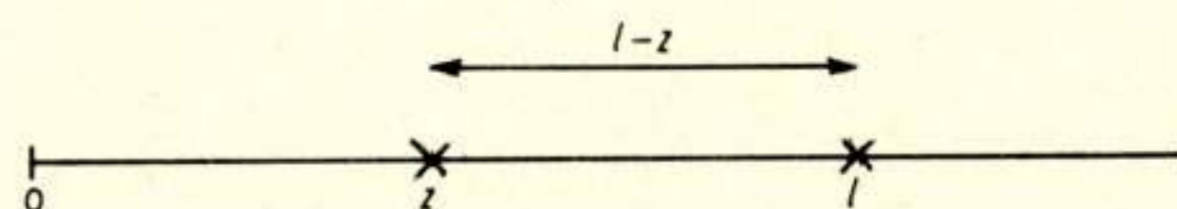
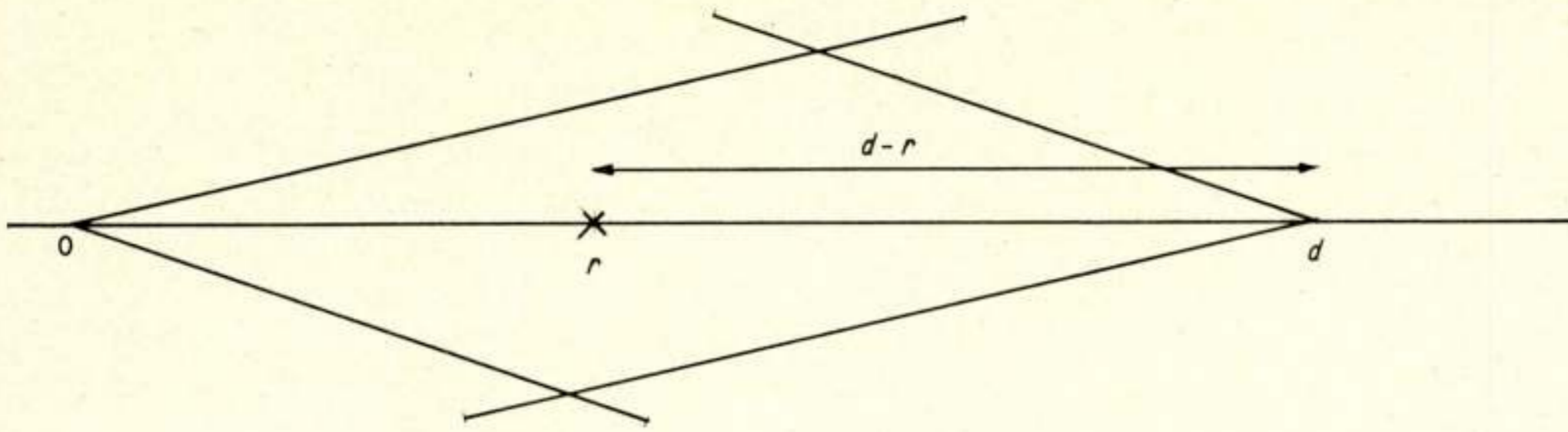


Fig. 5. Gereflecteerde golf op de kabelweg.

Fig. 6. Gereflecteerde golf op de radioweg.



In deze schrijfwijze is tot uitdrukking gebracht dat de complexe spanning op de plaats z is opgebouwd uit een rechtstreekse uit $z = 0$ afkomstige component $\exp(-\gamma z)$ en een golf die komt uit het punt $z = l$: $\exp\{-\gamma(l-z)\}$, de complexe amplitude van deze tweede golf is $\Gamma(l) \exp(-\gamma l)$ (fig. 5). De integratieconstante K_1 komt fysisch overeen met de amplitude van de heengaande golf voor $z = 0$, hetgeen gemakkelijk wordt ingezien door uit de algemene uitdrukking voor de spanning deze heengaande golf af te zonderen door $\Gamma(l) = 0$ te stellen.

Voor de verliesvrije radioweg was de tweede-orde-differentiaalvergelijking voor de elektrische veldsterkte:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rE) + \omega^2 \mu \epsilon (rE) = 0$$

Voor het geval van horizontaal-gepolariseerde golven heeft E de betekenis van E_ϕ , voor verticaal-gepolariseerde golven staat E voor E_θ .

Naar analogie met de kabelweg wordt nu de volledige oplossing voor de elektrische veldsterkte ter plaatse r :

$$E(r) = E_0 \left[\frac{\exp(-j\beta r)}{r} + \Gamma(d) \frac{\exp(-j\beta d)}{d} \cdot \frac{\exp\{-j\beta(d-r)\}}{d-r} \right]$$

De integratieconstante E_0 is nu nog wel de veldamplitude van de heengaande golf zoals men weer kan verifiëren door $\Gamma(d) = 0$ te stellen, maar geeft niet langer de waarde van deze amplitude voor $r = 0$. In de gegeven benadering immers moet r zo groot zijn, dat de antenne steeds als een puntbron wordt gezien. Is echter bekend hoe de referentie-amplitude E_0 over de ruimtehoek verdeeld is, dan is E_0 wel te betrekken op het zendvermogen P . Zo geldt in het geval dat de zendantenne een isotrope straler is:

$$P = \frac{1}{120 \pi} \frac{1}{2} E_0^2 \int_{\Omega} d\Omega = E_0^2 / 60$$

of

$$E_0 = \sqrt{60P}$$

Is de vermogensdichtheid in de bedrijfsrichting van de antenne een factor G (de antennewinst) groter dan bij de isotrope straler het geval is dan wordt:

$$E_0 = \sqrt{60PG}$$

Tenslotte wordt dan:

$$E(r) = \sqrt{60 PG} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r)}{r} + \Gamma(d) \frac{\exp(-j\beta d)}{d} \cdot \frac{\exp - j\beta (d-r)}{d-r} \right\}$$

De bij de formulering van $E(r)$ ingevoerde reflectiecoëfficiënt heeft een zeer speciale betekenis. Aangezien gewerkt wordt langs één radiusvector wordt met $\Gamma(d)$ dat deel van de op de discontinuïteit invallende golfamplitude bedoeld dat gereflecteerd wordt in de richting van de zender. Uiteraard geldt hetzelfde voor de formulering van $U(z)$, maar bij de kabel is dat triviaal. Uit deze opmerking volgt dat er een relatie moet bestaan tussen de zgn. radardoorsnede σ van een obstakel en de hier ingevoerde $\Gamma(d)$. Deze radardoorsnede wordt gedefinieerd als 4π -maal de verhouding van het vermogen dat per eenheid van ruimtehoek gereflecteerd wordt in de richting van de zender en de vermogensdichtheid per vierkante meter ter plaatse van het obstakel.

In ons geval is de vermogensdichtheid ter plaatse van het obstakel $PG/4\pi d^2$, terwijl het, per eenheid van ruimtehoek, in de richting van de zender gereflecteerde vermogen gelijk is aan:

$$\frac{1}{120 \pi} \cdot \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Gamma(d) E_0}{d} \right\}^2$$

Gebruikmakend van de reeds gevonden relatie $E_0 = \sqrt{60PG}$ volgt hieruit dat de radardoorsnede $\sigma = 4\pi |\Gamma(d)|^2$.

De bovenstaande discussie over het begrip reflectiecoëfficiënt met betrekking tot de radioweg brengt naar voren dat de radioweg in feite slechts voor één richting tegelijk wordt bekeken. De radioweg als geheel is echter pas bekend als men de oplossing voor $E(r)$ heeft bekeken voor alle richtingen waarvoor G een van nul verschillende waarde heeft. Dit aspect voegend bij het uit de algemene oplossingen voor $U(z)$ en $E(r)$ af te leiden karakteristieke dempingsgedrag komt men tot de conclusie dat het bovenstaande voldoet aan de eisen die in de inleiding aan de uniforme presentatie van transmissiewegen werden gesteld.

Literatuur

- [1] S. A. SCHELKUNOFF: Transmission Theory of Spherical Waves. Trans. Am. Inst. Electrical Engrs. **57**, 1938, p. 744-750.
- [2] J. C. SLATER: Microwave Transmission. Heruitgave als Dover Publication, 1959, New York.
- [3] E. HÖLZLER, D. THIERBACH: Nachrichtenübertragung, Grundlagen und Technik. Springer Verlag, 1966.

Korte technische berichten

Nieuwe actieve ontvangstantenne

In samenwerking met het 'Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Hochschule München' heeft de firma Rohde & Schwarz, München, een nieuw type actieve ontvangstantenne voor het frequentiegebied van 100 tot 156 MHz ontwikkeld. Alle tot nu toe uitgevoerde metingen en proeven gaven goede resultaten en bevestigden de bijzondere eigenschappen en voordelen van een met actieve elementen uitgeruste antenne. De ontwikkelde antenne is speciaal geschikt voor de luchtvaart, waar een laag ruisgetal, een goede kruismodulatieverhouding, kleine afmetingen en de bestendigheid tegen blikseminslag en andere invloeden van groot belang zijn.

Door een speciale constructie wordt de in de antenne ingebouwde elektronische schakeling tegen schade ten gevolge van blikseminslag beveiligd. Midden onder een ronde metalen plaat (ϕ 30 cm) is in een metalen cilinder een transistorversterker ingebouwd, die via een serie-trillingskring met zeer kleine serie-

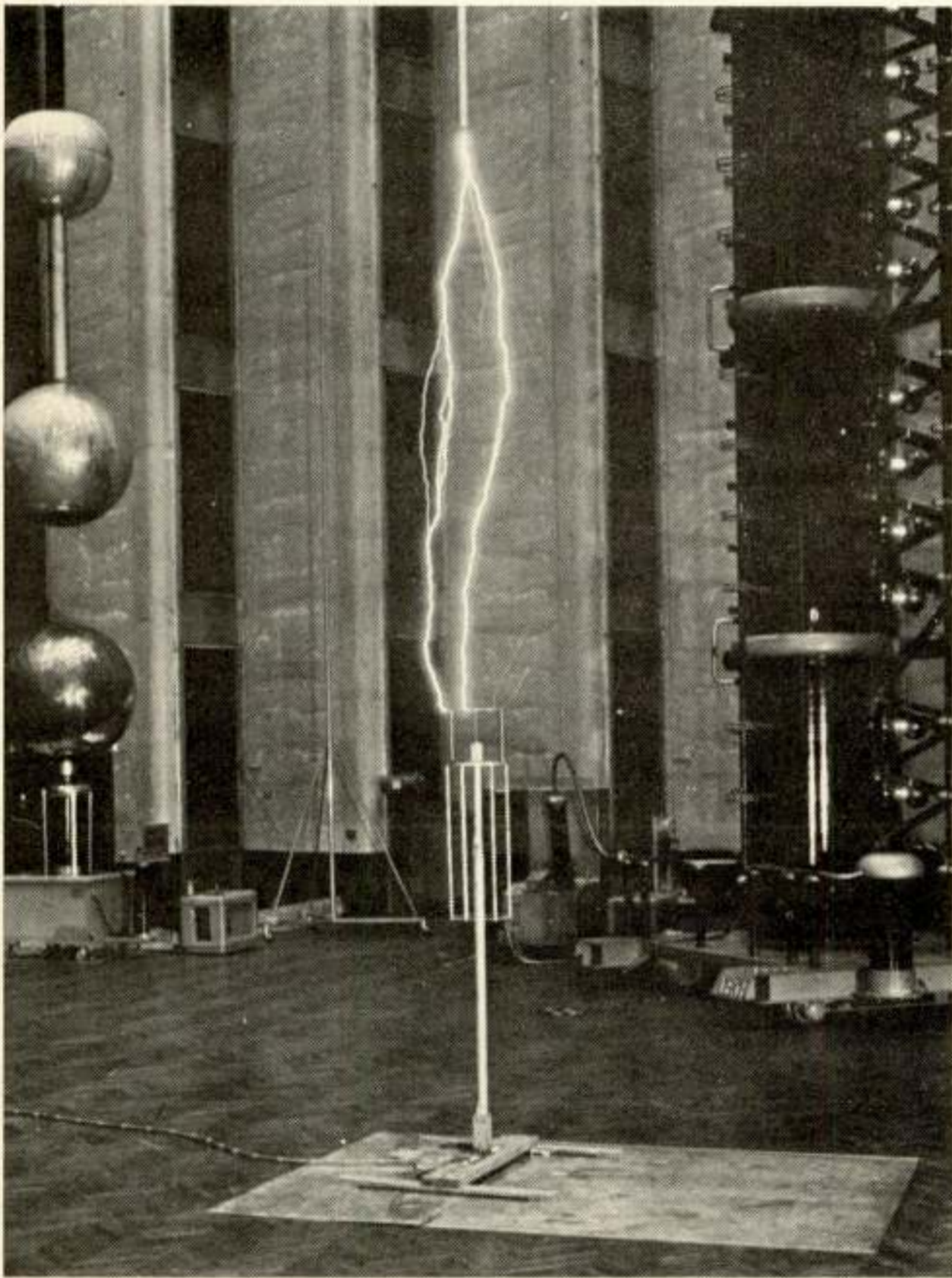


Fig. 1. Laboratoriumbeproeving van de actieve ontvangstantenne onder hoogspannings-ontladingsinslag.

capaciteit met de plaat is verbonden. Via een door de mast lopende coaxiale kabel wordt de voeding van de versterker verzorgd en worden de versterkte HF-signalen naar de ontvanger getransporteerd. De ronde plaat is via twee aan de omtrek geplaatste metalen stangen verbonden met een korfvormig tegengewicht en tevens met aarde doorverbonden (zie fig. 1).

Bij een directe blikseminslag vloeit de stroom via de beide stangen naar aarde en blijft de ruimte waar zich de transistorversterker bevindt vrij van magnetische velden. Ook wanneer de blikseminslagen in de nabijheid van de antenne plaatsvinden ondervindt de versterker geen hinder, daar de schakeling in de vorm van een brugschakeling is uitgevoerd.

Elektrisch gezien komt de antenne overeen met een sterk capaciteef belaste dubbelgevouwen monopool. Het passieve antennedeel (de ronde plaat) is zo gedimensioneerd dat de antenne zelf reeds als een banddoorlaatfilter werkt voor het toegepaste frequentiegebied; dit maakt het inbouwen van filters tussen het passieve deel van de antenne en de transistorversterker overbodig. Deze bandfilter-eigenschap van de antenne maakte het mogelijk mengprodukten en kruismodulatie ten gevolge van buiten het werkgebied liggende frequenties zeer sterk te onderdrukken.

Men kan de ontvangen HF-signalen met behulp van deze antenne versterken met slechts een kleine stijging van de ruis-temperatuur. De ingebouwde versterker maakt het mogelijk lange kabels tussen antenne en ontvanger toe te passen.

Presse Information Rohde & Schwarz, nr. 303, juni 1969

Uit het NERG

Administratie van het NERG: Postbus 39, Leidschendam.
Giro 94746 t.n.v. penningmeester NERG, Leidschendam.
Secretariaat van de Examencommissie-NERG: van Geusau-
straat 151, Voorburg.

Ledenmutaties

Voorgestelde leden

Ir. F. A. M. van Venrooij, Bleyerheiderstraat 46, Kerkrade.
P. A. van der Vis, van Cranenburghlaan 26, Wassenaar.

Nieuwe leden

Ir. A. Bakker, Jan Steenlaan 18, Oegstgeest.
Ir. J. A. M. de Brouwer, Lijsterbesstraat 14, Nuenen.
Ir. J. Götz, Cornelis Jolstraat 6, Den Haag.
Ir. H. M. Hoeksema, Hulst 84, Geldrop.

Nieuwe adressen van leden

Ir. J. C. Balder, Robijnstraat 41, Apeldoorn.
Ir. G. J. M. Boorsma, Simon Stevinweg 80, Hilversum.
Ir. H. Mulder, Suzannaland 200, Den Haag.