

Stereophonie

door K. de Boer

Laboratorium voor Wetenschappelijk Onderzoek der N.V. Philips'
Gloeilampenfabrieken Eindhoven — Nederland.

SUMMARY

Usual methods of electrically reproducing polyphonic sound-emission fail to provide the auditor with the sense of direction of the various emitted sounds. A more faithful reproduction is possible and is called stereophony. This is obtained by placing an artificiel head in the studio, with two microphones instead of the ears. Each of these microphones is connected to one of a pair of head-receptors on the ears of the auditor. If several persons are to listen together, two loudspeakers can be placed at some distance of each-other in the room. This, however, does not bring to each ear the sound of one microphone, but of the two microphones at the same time. Underneath is explained how it is possible to obtain good stereophonic effects in that way. Finally some practical peculiarities of stereophonical transmission are touched.

Inleiding

Onze gewaarwording van het geluid bevat als essentieel bestanddeel een ruimtelijke indruk omtrent de herkomst daarvan. Geluiden, waarbij door een of andere oorzaak de ruimtegewaarwording ons in de steek laat, wekken vaak een onaangenaam gevoel in ons op. Dit is goed te begrijpen, want als oorspronkelijke taak van de gehoorszinn mag men wel beschouwen het waarschuwen voor gevaar.

Maar een waarschuwing voor gevaar, hetzij gegeven door het ritselen van takken, of door het loeien van een claxon, kan slechts dan nuttig zijn, wanneer het gehoor tevens meedeelt, van welke kant het gevaar komt. Ook geluiden, die niets met enig gevaar uittestaan hebben, zijn wij gewend met een ruimtevoorstelling te associëren en zo worden b.v. onze indrukken bij een concert-uitvoering door een groot orkest in belangrijke mate beïnvloed door het feit, dat we het geluid der afzonderlijke instrumenten van verschillende kanten horen komen en deze

dus niet alleen door hun timbre maar ook door hun richting kunnen identificeren.

Al deze verschijnselen in onze geluidsgewaarwording komen nu te vervallen bij de tegenwoordig gebruikelijke electro-acoustische methoden voor het versterken en overbrengen van geluid. De ruimtelijke indruk gaat volledig verloren. Immers alle geluiden komen steeds uit één en dezelfde richting, de richting van de luidspreker. Het is duidelijk, dat op deze wijze altijd een duidelijk waarneembaar verschil tussen origineel en gereproduceerd geluid moet blijven bestaan.

Teneinde nu bij de elektrische overbrenging van geluid de richtingsgewaarwording te behouden, moet het geluid aan de oren van de luisteraar op dezelfde wijze worden toegevoerd als bij het natuurlijk horen het geval zou zijn.

Dit is eenvoudig te verwezenlijken door in de opnameruimte in de plaats van de niet aanwezige luisteraar een kunsthoofd op te stellen, waarin ter plaatse van de oren twee microfoons zijn aangebracht. Elke microfoon voedt via een eigen versterker en transmissielijn één van de twee hoofdtelefoons op de oren van de luisteraar. De op deze wijze verkregen geluidswaargave is inderdaad voortreffelijk en practisch niet van de originele uitvoering te onderscheiden. Onaangenaam is echter de eis, dat iedere luisteraar een hoofdtelefoon zou moeten opzetten. Men zou liever voor een geheel auditorium één gemeenschappelijke „telefoon” willen toepassen, d.w.z. twee luidsprekers aan weerskanten van de zaal opstellen. Dan ontstaat echter direct een afwijking van het voorgestelde principe in zoverre, dat nu niet elk oor geluid van één microfoon ontvangt, maar via de twee luidsprekers van beiden. Desalniettemin is gebleken, dat ook op deze wijze een zeer goed „stereophonisch” effect is te verkrijgen en dat een volgens deze richtlijnen opgebouwde installatie aan alle daaraan te stellen eisen kan voldoen. Om de werking ervan volledig te kunnen begrijpen, is het nodig eerst nader op de grondslagen van het richtingshoren in te gaan. Daar in de practijk de meeste geluidsbronnen vrijwel in het horizontale vlak door de ooras gelegen zijn, zullen we ons tot dit vlak beperken.

Richtingshoren.

Het richtingshoren berust op een samenwerken van beide oren.

Bevindt de geluidsbron zich in het middelloodvlak van de verbindingslijn der oren, dan ontvangen deze precies dezelfde

indrukken. Komt echter het geluid uit een richting α , dan bereikt dit eerst het éne oor en pas een zekere tijd later het andere, terwijl het bovendien bij de buiging om het hoofd een zekere verzwakking ondervindt. Wat betreft de tijdsverschillen, deze zijn gemakkelijk te berekenen. Het grootste verschil, optredende bij een hoek $\alpha = 90^\circ$, bedraagt $63 \cdot 10^{-5}$ sec. en proefondervindelijk is gebleken, dat een hoekafwijking uit het middelloodvlak van $0,1^\circ$ overeenkomende met een tijdsverschil van 10^{-6} sec., nog kan worden waargenomen. De intensiteitsverschillen, die aan de oren optreden, zijn niet zo eenvoudig te berekenen, daar zij nog afhankelijk zijn van de golflengte van het geluid. Experimenten van Sivian and White¹⁾ hebben aangetoond, dat het intensiteitsverschil in db lineair toeneemt met α zolang $\alpha \leq 50^\circ$. Het grootste verschil, dat kan optreden, bedraagt $7\ db$ ($\alpha = 55^\circ$).

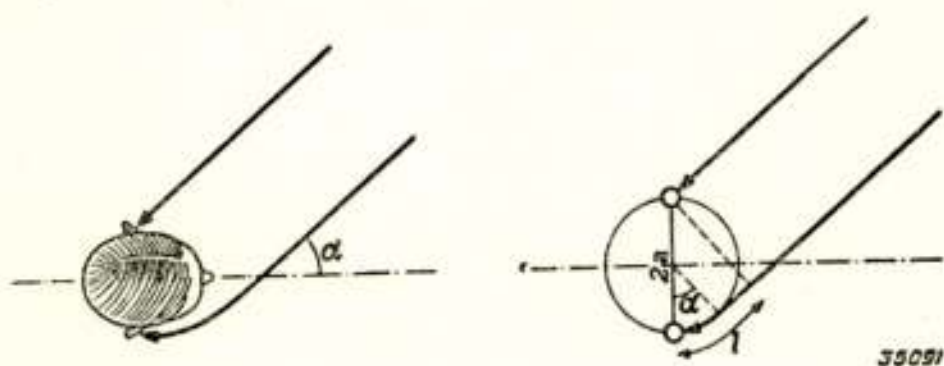


Fig. 1.

Geluid, dat uit een richting met de hoek α ten opzichte van het middelloodvlak van het hoofd komt, bereikt de beide oren met een tijdsverschil: $t = l/c$ (c = geluidssnelheid). De om het hoofd heengebogen golf is bovendien verzwakt.

Het is nu gebleken, dat de tijds- en intensiteitsverschillen tesamen in additieve vorm aan het gehoororgaan de informatie geven, waaruit de richting van de geluidsbron kan worden vastgesteld, waarbij het er niet toe doet, of het vaste combinaties van tijds- en intensiteitsverschillen zijn, zoals in de praktijk van het normale horen altijd het geval is, of willekeurige, zoals bij de hierboven beschreven installatie voor stereophonische weergave als regel zullen voorkomen.

Stereophonische afbeelding.

De in de inleiding aangegeven installatie voor ruimtelijke weergave is in fig. 2 nog eens schematisch aangegeven.

Nemen we nu aan, dat de zich in de studio bevindende ge-

¹⁾ J. Sivian en S. D. White. Journ. Acoust. Soc. Amer. 4. 288. 1933.

luidsbron G door de in de zaal gezeten luisteraar W waargenomen wordt tussen de luidsprekers L_1 en L_2 op een afstand u uit het midden.

De afbeelding van dit ruimtelijk weergave systeem wordt dan gekarakteriseerd door de betrekking $u = f(r, \varphi)$. Het blijkt nu, dat de uitwijking van het geluidsbeeld u slechts weinig afhangt van r , zodat er eigenlijk alleen een verband tussen u en φ wordt gevonden.

Dit verband is in fig. 3 aangegeven voor 3 verschillende gevallen:

1. voor een kunsthoofd (bol) met diameter van 22 cm.

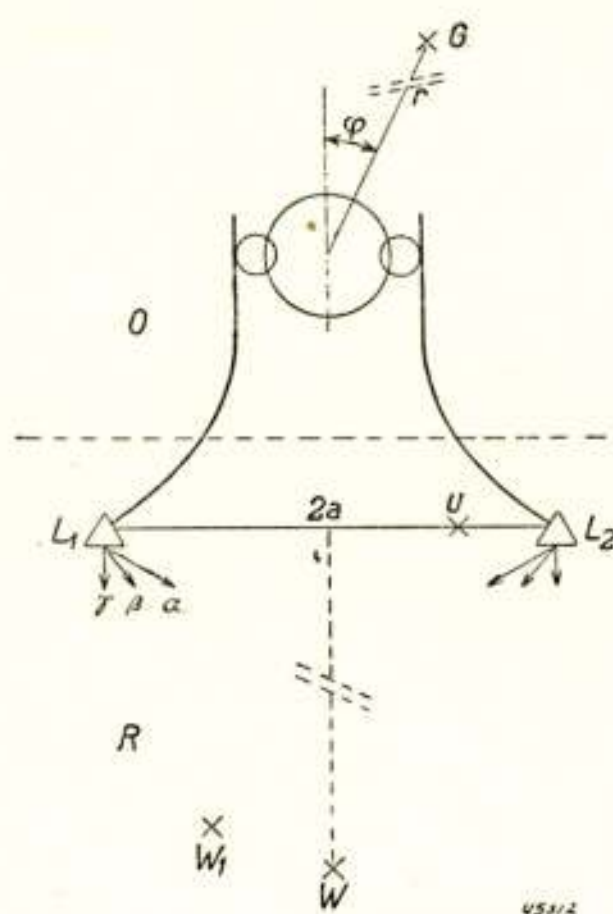


Fig. 2.

In de opnameruimte O is een kunsthoofd opgesteld en een verplaatsbare geluidsbron G . In de reproductieruimte R neemt W , de waarnemer, het geluidsbeeld van G waar tussen de beide luidsprekers L_1 en L_2 op een afstand u uit het midden.

2. voor een goed gemodelleerd hoofd en voor een bol met diameter van 17 cm.
3. voor een bol van 11 cm. diameter.

Uit de grafiek lezen we af, dat voor de 22 cm. bol het verband tussen u en φ lineair is zolang φ niet groter is dan 45° . Dit lineaire verband geeft een geluidsafbeelding, waarvan de nauwkeurigheid en natuurlijkheid voor de practijk ruim voldoende zijn.

Zodra echter de geluidsbron een grotere hoekafwijking dan 45° uit het midden krijgt, ligt het geluidsbeeld steeds vlak bij één der luidsprekers, hetgeen een vertekende afbeelding tengevolge heeft.

Voorts blijkt, dat we met een kleine bol (diameter 11 cm.) een groter gebied van hoeken, nl. tot ongeveer 90° uit het midden onvertekend op de basis kunnen weergeven. Begrijpelijk, want bij een gegeven hoek φ zijn de tijds- en intensiteitsverschillen aan de oren van de kleine bol geringer dan aan die van de grote, zodat de corresponderende afwijking u kleiner zal zijn.

Uit fig. 3 kan men nu de volgende vuistregel afleiden:

diameter kunsthoofd (in cm.) \times af te beelden hoek (in graden)
 $= 2000$.

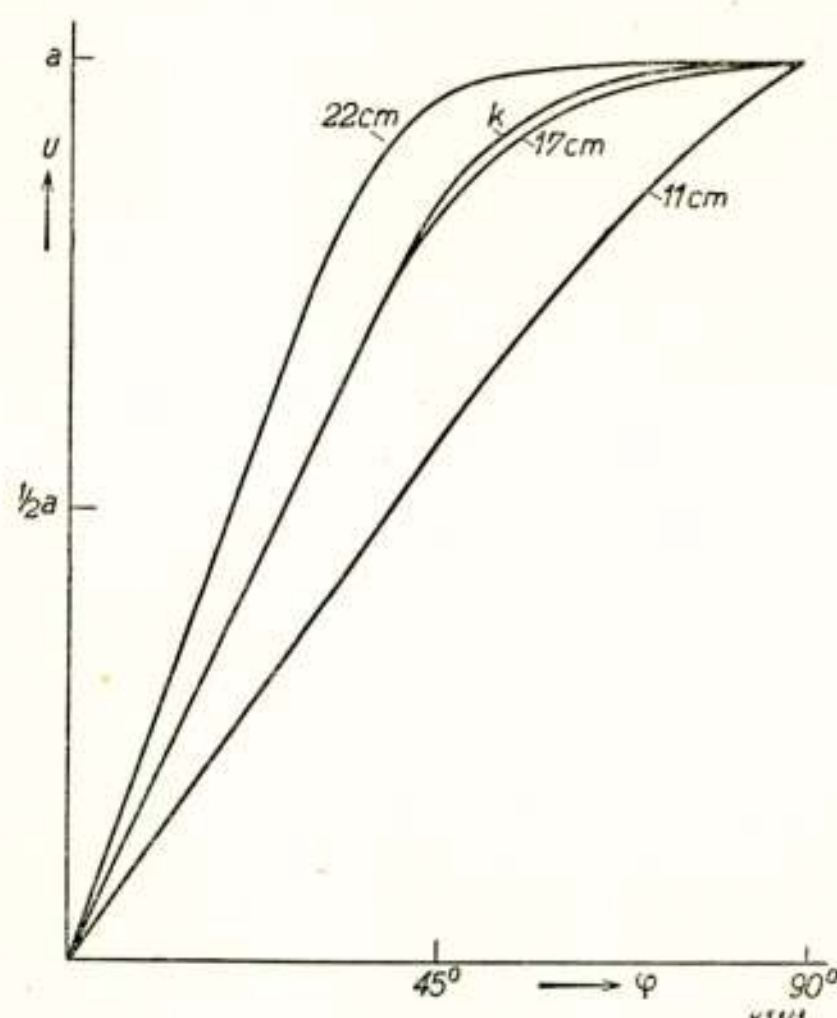


Fig. 3.

Bij opname van het geluid van een bron G (fig. 2), die een hoek φ uit het symmetrievlak van het kunsthoofd is geplaatst, geeft u de uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden weer, zoals deze door W in de reproductieruimte wordt waargenomen. De verschillende krommen gelden voor de in de figuur opgegeven diameters van het kunsthoofd; k geldt voor een goed gemodelleerd hoofd.

In de praktijk plaatst men het kunsthoofd daar, waar ook de normale microfoon zou worden neergezet. Men bepaalt dan de hoek, waaronder het kunsthoofd bv. het orkest „ziet” en met behulp van de vuistregel wordt dan de diameter van de bol bepaald. Zou men theoretisch dus over een zeer grote reeks kunsthoofden moeten beschikken, voor de practisch zich voordoende gevallen blijkt men met een aantal van 2 à 3 zeer goed te kunnen volstaan.

Men zou kunnen menen, daar fig. 3 voor de luisteraar W geldt, dat een waarnemer op een andere plaats in de zaal het geluidsbeeld op een andere plaats dan „ u ” zou aantreffen. Indien W zich langs de symmetrielijns verplaatst, blijkt het geluidsbeeld vrijwel niet van plaats te veranderen. Deze verplaatsing kan zich echter wel voordoen, indien W zich opzij naar een plaats W_1 in fig. 3 begeeft. Dan overheerst de invloed van L_1 er

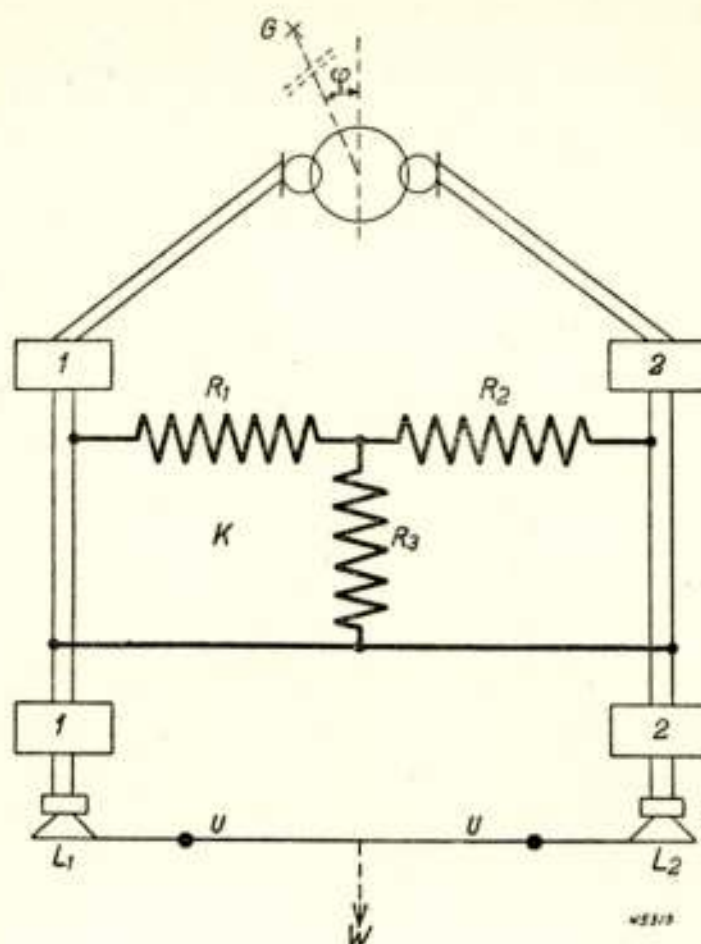


Fig. 4.

Schema van een opstelling voor stereophonische weergave met regelbare breedte van het geluidsbeeld. De geluiden, die twee microfoons, ter weerszijden van een kunsthoofd gemonteerd, uit de opnameruimte opvangen, worden door de luidsprekers L_1 en L_2 weergegeven. De waarnemer W neemt dan tussen L_1 en L_2 een „acoustisch beeld” van de opnameruimte waar. Met behulp van het met zware lijnen aangegeven koppellement K kan de breedte van dit beeld zo nodig worden gewijzigd. Zodoende kan men steeds een goede overeenstemming krijgen met het door W tegelijkertijd waargenomen visuele beeld.

ontstaan tijds- en intensiteitsverschillen ten voordele van het linker oor van de luisteraar en het geluidsbeeld schuift naar links.

Men kan dit echter o.a. voorkomen, door L_1 en L_2 een zeker richtingseffect te geven; men zorgt, dat in de richtingen α, β, γ , niet evenveel geluidsenergie wordt uitgestraald, maar dat, zoals de lengte der pijlen aangeeft, in de genoemde volgorde een daling van de uitgestraalde intensiteit optreedt. Op deze wijze is de overheersende invloed van L_1 (en de verminderde van L_2)

voor W_1 te compenseren en voor vrijwel de gehele zaal een onvertekende afbeelding te verkrijgen.

Bij de hiervoor omschreven wijze, waarin wordt aangegeven, hoe men de diameter van het kunsthoofd moet kiezen om een goede afbeelding te verkrijgen, komt nog het volgende gezichtspunt naar voren.

Zou de basis $L_1 - L_2$ groter zijn dan de breedte van het af te beelden object, dan ontstaat een weliswaar nog steeds onvertekende, doch tevens vergrote acoustische afbeelding. Indien men dus in een zelfde zaal nu eens grotere objecten (orkesten,

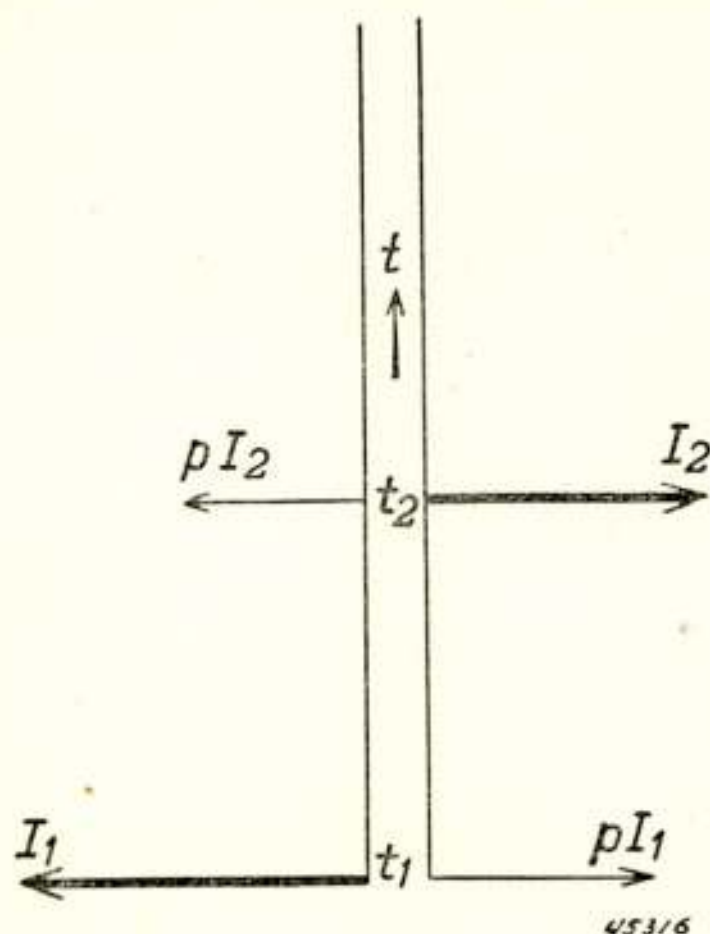


Fig. 5.

De pijlen naar links geven de intensiteit van het op de tijdstippen t_1 en t_2 door de linker luidspreker uitgezonden geluid. De pijlen naar rechts gelden voor de rechter luidspreker. De hierbij dun getekende pijlen geven de invloed weer van de koppeling K volgens fig. 4.

toneel) zou willen afbeelden en dan weer kleinere (film, solisten), dan zou men steeds de luidsprekers op een nieuwe afstand moeten instellen. Dit bezwaar is nu geheel uit de weg te ruimen door middel van een kleine wijziging in de elektrische schakeling, die in fig. 4 met zware lijnen is aangegeven.

Ook als de luidsprekers permanent zijn opgesteld op de grootste afstand, die ooit nodig zal zijn, kan met de schakeling van fig. 4 de schijnbare afstand van de luidsprekers eenvoudig worden verminderd, zodat men het geluidsbeeld steeds op de natuurlijke grootte kan instellen.

Het met zware lijnen aangegeven koppellement K bestaat

uit 3 variabele weerstanden R_1 en R_2 , die steeds aan elkaar gelijk genomen worden, en R_3 . Door instelling van $R_1 = R_2$ en R_3 kan worden geregeld, dat een bepaald breukdeel: p , van de energie van het ene kanaal in het andere kan worden aangebracht.

Tussen beide kanalen vindt dan een zeker „overspreken” plaats, waardoor de intensiteitsverschillen tussen beide kanalen worden verkleind. In fig. 5 is deze situatie geschetst. Verticaal is een tijdas uitgezet.

De naar links wijzende pijlen zijn evenredig met de door de

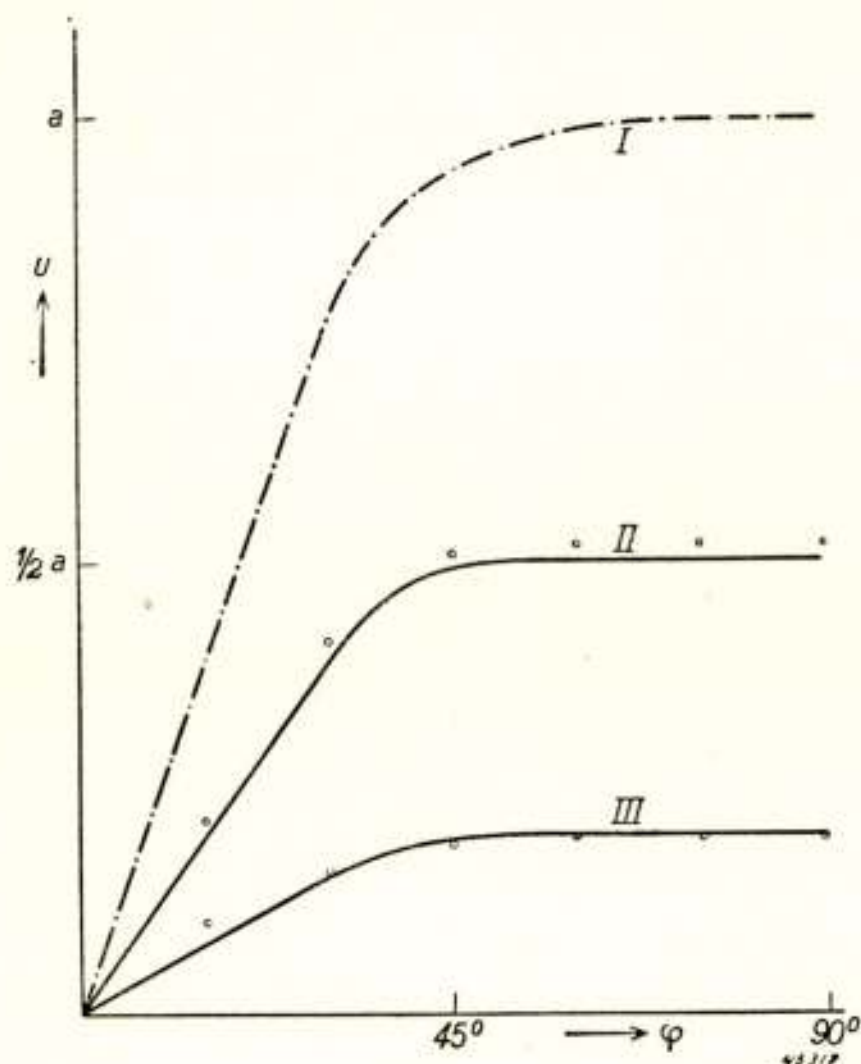


Fig. 6.

De ordinaat u is de uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden, φ de hoekverdraaiing van de geluidsbron ten opzichte van het middenloodvlak van het kunsthoofd. De streep-puntlijn I is de gemeten afbeelding van een kunsthoofd zonder „breed-smal” regelaar; de getrokken krommen II en III zijn hieruit berekend voor twee verschillende standen van deze regelaar en blijken behoorlijk overeen te stemmen met de meetpunten. De halve afstand tussen de twee luidsprekers bedraagt a .

linker luidspreker uitgestraalde energieën, de naar rechts wijzende met die van de rechter luidspreker. Op t_1 hebben wij dus I_1 links en pI_1 rechts. Voor het geluid, dat op t_2 door de rechter microfoon wordt opgevangen, geldt een analoge redenering. We vinden dan, dat op t_2 door de rechter luidspreker I_2 wordt

uitgestraald en tevens op t_2 links nog pI_2 , waarbij p hetzelfde breukdeel is als zoëven wegens de volledige symmetrie der schakeling. Ook dit is in fig. 5 aangegeven. We bepalen nu de plaats van het geluidsbeeld, dat W waarneemt.

De combinatie $(I_1/I_2, t_1 - t_2)$ alleen zou door W worden waargenomen als een geluidsbeeld met een uitwijking u naar links corresponderend met de hoek φ volgens fig. 2.

W neemt echter ook de intensiteiten pI_1 en pI_2 waar, die dezelfde verhouding $\frac{I_1}{I_2}$ hebben en hetzelfde tijdsverschil $t_1 - t_2$, waarbij echter nu de grootste intensiteit afkomstig is van de rechter luidspreker. Deze combinatie afzonderlijk zou dus door W worden waargenomen als een beeld eveneens met uitwijking u , doch nu naar rechts en tevens een factor p zwakker in intensiteit.

W neemt tenslotte het geluidsbeeld waar, dat zou optreden, indien 2 luidsprekers op afstanden u links en rechts van het midden intensiteiten zouden uitstralen, die de verhouding p vertonen, terwijl de linker luidspreker de sterkste is. Het geluidsbeeld wijkt dan een alleen door p bepaald breukdeel van u uit het midden naar links af.

We komen dus tot het besluit, dat tengevolge van het door K veroorzaakte „overspreken” de uitwijking uit het midden van ieder geluidsbeeld in eenzelfde (door p bepaalde) verhouding wordt verminderd, zodat we een verkleind, maar onvertekend beeld zullen waarnemen.

Fig. 6 geeft enkele voorbeelden, hoe de afbeelding van een kunsthoofd door de „breed-smal” regelaar kan worden gevarieerd.

Het instellen der verkleining van het geluidsbeeld gebeurt in de praktijk met één knop, die op een aantal standen geschikte waarden van R_1 ($= R_2$) en R_3 inschakelt, terwijl deze waarden bovendien zo zijn gekozen, dat de totale intensiteit van het geluid bij de instelling niet verandert.

Toepassing der „Stereophonie” in de praktijk.

Dat de stereophonie in de praktijk nog geen algemene toepassing vindt, wordt voornamelijk door economische factoren veroorzaakt. Op zijn minst is immers een verdubbeling van de bestaande apparatuur vereist. Bovendien doen zich nog moeilijkheden van andere aard voor.

Zo zal bij stereophonische radio-uitzendingen het feit, dat

niet alleen een dubbele zend- en ontvanginstallatie nodig is, doch ook, dat twee golflengten in beslag worden genomen, een ernstige belemmering vormen, tenzij men een technische oplossing vindt voor de theoretische mogelijkheid om de 2 signalen gescheiden op 1 golflengte uit te zenden.

Wat de geluidsfilm betreft, zal de invoering van de stereophonische weergave uit de aard der zaak alleen worden bepaald door de inzichten van de leidende figuren der Amerikaanse film-industrie. De door Walt Disney vervaardigde film „Fantasia” met stereophonisch weergegeven geluid was van artistiek standpunt gezien een enorm succes, doch is uiteindelijk toch een mislukking geworden, omdat het daarbij gebruikte zeer gecompliceerde weergavesysteem in de praktijk niet hanteerbaar bleek te zijn.

Geluidsregistraties, gemaakt volgens het Philips-Miller-film opname- en weergave-systeem, met in achtneming van de hiervoor gegeven richtlijnen, hebben echter zowel artistiek als technisch volkomen bevrediging geschonken.

Op één speciaal gebied is er echter wel een mogelijkheid om stereophonie op korte termijn te realiseren. Het is reeds lang als een tekort gevoeld, dat alleen bewoners van grote steden regelmatig in staat zijn van goede concerten te genieten. Via het telefoonnet kan men nu in kleinere plaatsen en dorpen een stereophonische uitzending tot stand brengen, waardoor een aanmerkelijk groter publiek in aanraking kan worden gebracht met goede muziek, op perfecte wijze weergegeven.

Heruitzendingen van het Concertgebouw-Orkest te Amsterdam, die experimenteel hebben plaatsgevonden onder leiding van Ir R. Vermeulen en Leopold Stokowsky, bleken inderdaad een zeer critisch ingesteld publiek van het begin tot het einde te kunnen boeien, zodat zich hier nog wijde perspectieven openen.

Een nieuwe kristalsnede voor kwarts met temperatuurcoëfficiënt nul

door E. J. Post

Radio Laboratorium P.T.T.

SUMMARY

The new quartz crystal, for which the name HT-cut is proposed, is a rotated y-cut, related to the AT- en BT-cut and meant to be used for the interval of frequency between 400—1000 Kc/s.

The properties, compared to those of the AT-and CT-cuts for the same interval of frequency, are:

1. Generally speaking, the mass of this resonator is smaller than that of a corresponding AT-cut and larger than that of a corresponding CT-cut.
2. The resonator may be mounted in the way as usually done with the CT-cut, namely by soldering springs to the nodes of the crystal. So it partakes in the advantages inhearent to this system of mounting such as: frequency stability and independence of mechanical shock.
3. As a consequence of the larger mass the damping is somewhat smaller than that of a corresponding CT-cut.
4. The crystal is free of false responses in an area of about 10% above and below the main resonance.
5. The selfinductance can be predicted with a fair amount of accuracy. For an average resonater it is about 3 to 4 times smaller than that of a corresponding CT-cut.

Inleiding.

Die kwartssneden, waarvan de bewegingswijze verwant is aan de bewegingswijze van de snede die we hier wenssen te bespreken, zijn in hoofdzaak te splitsen in twee groepen.

1. Diktetrillingen: De zijdelingse afmetingen van het plaatje zijn groot ten opzichte van de dikte-afmeting; de frequentie is dan in eerste instantie omgekeerd evenredig met de dikte.

Het optreden van nevenresonanties maakt het echter wenselijk de afmeting en begrenzing in zijdelingse richting met oordeel te kiezen.

De staande trilling in de dikterichting van het plaatje kan longitudinaal zowel als transversaal zijn. Voor de grondgolf is de dikte gelijk aan een halve golflengte.

De X-snede van kwarts geeft een voorbeeld van een zuiver longitudinale golf in de dikterichting, die piëzoelectrisch opgewekt kan worden, terwijl de AT- en BT-sneden voorbeelden zijn, waarbij zuiver transversale golven in de dikterichting piëzoelectrisch aangestoten kunnen worden.

Omdat de frequentie samenhangt met de kleinste afmeting van het plaatje komen deze kristallen voornamelijk in aanmerking voor het gebied der hoge frequenties van 0,5 tot 10 MHz.

2. *Contour-trillingen*: Als tweede groep heeft men de CT- en DT-sneden. De bewegingswijze van deze resonators duidt men wel aan met contour-trilling (Engels face-shear mode of contourmode). Een goede Hollandse benaming is misschien oppervlak-schuiftrilling.

In tegenstelling tot de voorgaande bewegingswijze heeft men hier te doen met een twee-dimensionale trilling. De resonator-plaatjes zijn vierkant en de dikteafmeting is klein ten opzichte van de vierkantsafmetingen.

Is het plaatje in trilling dan ondergaat het een ruitvormige deformatie, die men zich kan denken als het gevolg van een combinatie van twee transversale golven, die respectievelijk in de lengte- en breedterichting van het plaatje lopen. De frequentie is omgekeerd evenredig met de vierkantsafmeting.

Tengevolge van het feit dat hier de frequentie samenhangt met de grootste afmetingen van het plaatje komen deze resonators in aanmerking voor het lagere frequentie gebied van 50 tot 500 KHz. Bij gebruik van geschikte montage hulpmiddelen is het echter mogelijk redelijk goede CT-sneden te vervaardigen tot circa 1 MHz.

De hier gegeven indeling is schematisch bedoeld. In het algemeen is het voor een anisotroop materiaal, zoals kwarts, niet mogelijk te onderscheiden tussen zuiver longitudinale en transversale golven.

Bepalen we ons tot de twee-dimensionale bewegingswijze, waarvan de CT- en DT-sneden de representanten zijn, dan

kan men opmerken dat hiermee de mogelijkheden voor het verkrijgen van contourtrillingen niet zijn uitgeput. Men kan b.v. in plaats van een vierkant plaatje een rechthoekig plaatje nemen. De vraag is dan enerzijds: hoe moet men dit kristal oriënteren, opdat het een lage temperatuurcoëfficiënt heeft en anderzijds: hoe moet men de afmetingsverhoudingen kiezen, opdat de hoofdresonantie behoorlijk gescheiden ligt ten opzichte van eventuele nevenresonanties.

Het gebruik van z.g. oppervlak schuiftrillingen (face-shear modes) van rechthoekige resonators waarbij de lengte \gg breedte, is afkomstig van Mason.

De betekenis van het vergroten der lengte/breedte verhouding is eigenlijk deze, dat men een twee-dimensionale bewegingswijze (zoals o.a. bij de CT-snede, waarbij lengte = breedte) terugbrengt tot één dimensionale bewegingswijze.

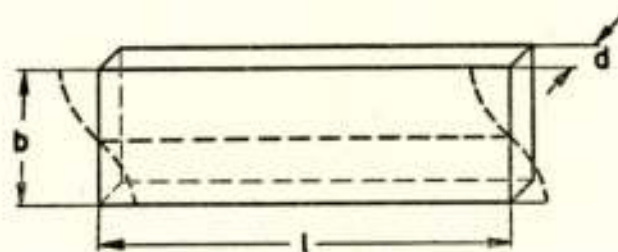


Fig. 1.

Oppervlakschuiftrilling van langwerpig rechthoekig plaatje.

In figuur 1 is de beweging schematisch aangegeven. Het is de bedoeling de eigenschappen te vinden van de staande trilling in de richting van de breedte b . Voor de grondgolf is de gestippelde lijn de knooplijn, de afschuiving heeft plaats in de lengte-richting en de frequentie wordt in hoofdzaak door de breedte-afmeting bepaald.

Mason heeft deze bewegingswijze nader bestudeerd voor tetragonale¹⁾ en voor monocline kristallen²⁾. De conclusie is, dat men eenvoudige formules krijgt voor het bepalen van de elastische- en piëzoelectrische grootheden, mits bepaalde koppelingcoëfficiënten verdwijnen, reden waarom deze snede veel voor meetdoeleinden wordt gebruikt.

Het is niet nodig deze analyse voor het trigonale kwarts te herhalen, indien men gebruik maakt van een reeds lang onder-

¹⁾ W. Mason, Physical review, Vol. 69, Maart '46, blz. 173-194.

²⁾ W. Mason, Physical review, Vol. 70, Aug. '47, blz. 705-728.

zocht en bekend feit, dat betrekking heeft op de dikte-schuiftrilling van de z.g. gedraaide y -sneden van kwarts, waartoe o.a. ook de AT- en BT-sneden behoren.

Door verschillende auteurs is er n.l. op gewezen dat de afschuiving van de piëzoelectrisch actieve schuiftrilling, die zich voortplant in de richting van de dikte, voor alle om de x -as gedraaide y -sneden in de richting van de x -as plaats heeft.¹⁾

In figuur 2 is een gedraaide y -snede getekend en wel een BT-snede ($\varphi = -49^\circ$). Door dubbele pijltjes is de richting van de afschuiving aangegeven, of juister de polarisatie richting van

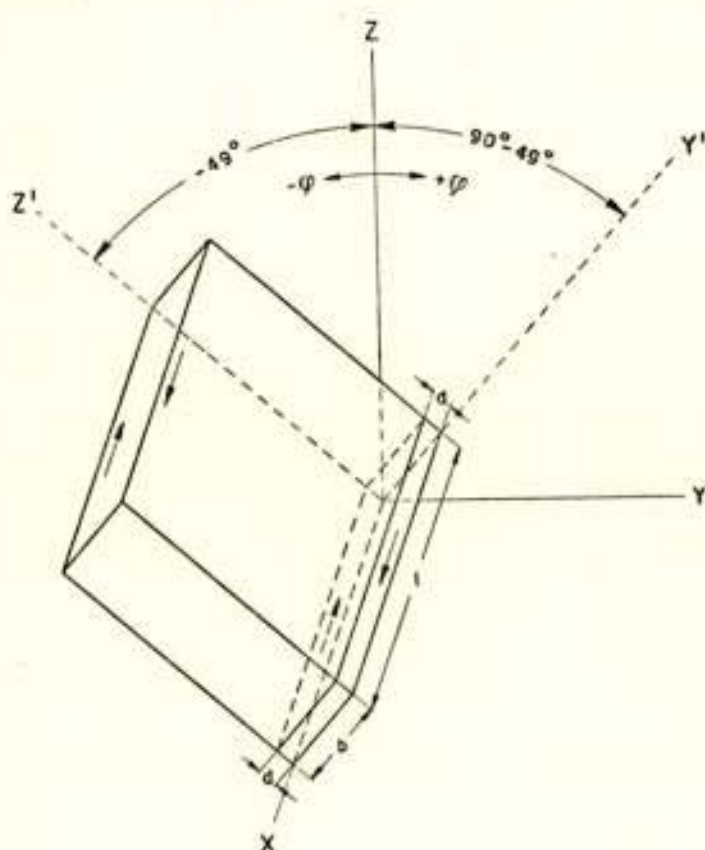


Fig. 2.

Interpretatie van de trilling in de dikte richting (y') van BT plaatje als trilling in de breedte richting van nieuw plaatje.

de elastische golf, die in de y' -richting heen en weer loopt in het BT-plaatje.

Blijkbaar heeft er geen essentiele verandering der bewegingswijze plaats, indien men de z' -afmeting van het BT-plaatje reduceert, tot een waarde, die kleiner is dan de y' -afmeting.

Immers in de z' -richting zijn de bewegingen van de delen van het kristal in fase en oefenen geen krachten op elkaar uit. De oppervlak-schuiftrilling van het nieuwe plaatje, waarvan de afmetingen in figuur 2 zijn aangegeven met de letters l, b en d , kan dus als een dikte trilling van het BT-plaatje worden geïnterpreteerd.

¹⁾ B. v. Dijl, Physica, Vol. 3, 1936, blz. 317-326.

Loopt het elektrisch veld voor het aanstoten van het BT-plaatje in de y' -richting, dan ligt het voor de hand, de veldrichting voor het opwekken van de trilling in het nieuwe plaatje in de z' -richting te nemen. De piëzoelectrische constante wordt bij deze draaiing over 90° bovendien aanzienlijk groter.

Spreekt men af dat de y' -richting de breedte afmeting b en de z' -richting de dikte afmeting d van het nieuwe plaatje aangeeft en dat de nieuwe breedte-richting de oriëntatie van de resonator vastlegt, dan mag men van dit kristal in eerste instantie de volgende eigenschappen verwachten.

I. De frequentie-constante, (d.i. het product van de frequentie in kHz. en de breedte in mm) is gelijk aan die van de BT-snede (2560 kHz.mm).

II. De oriëntatie, waarbij een temperatuurcoëfficiënt nul optreedt, verschilt 90° met die van de BT-snede, n.l. $\varphi = 90^\circ - 49^\circ = 41^\circ$.

III. De piëzoelectrische activiteit is groter dan die van de BT-snede. De reden waarom voor deze resonator een zelfde frequentieconstante en een zelfde temperatuurcoëfficiënt als van de BT-snede mag worden verwacht, is uitsluitend een gevolg van de omstandigheid, dat door de boven omschreven manipulatie (reductie van de z' afmeting) niets essentieels verandert in de bewegingswijze, terwijl anderzijds de elastische eigenschappen van het plaatje evenmin veranderen, omdat de oriëntatie de zelfde is.

Een zelfde beschouwing geldt voor de analoge variant van de AT-snede. Een nadeel is, dat de piëzoelectrische constante hier kleiner wordt. De frequentie constante is gelijk aan die van de AT-snede, dus ook aanzienlijk kleiner (1650 kHz.mm). Deze laatste omstandigheid is vooral een praktisch nadeel. Het is n.l. wenselijk voor de in aanmerking komende frequenties (400-1000 kHz), de frequentie bepalende afmeting zo groot mogelijk te houden, omdat hierdoor de centrering van de aan te solderen toevoerdraden op de knooplijn gemakkelijker wordt. Voor lagere frequenties komt de snede $\varphi = -55^\circ$ eventueel als equivalent van de DT-snede in aanmerking.

*De dimensionering van het plaatje in verband met
nevenresonanties.*

Als men van een resonator eigenfrequenties gebruikt, die hoger liggen dan de laagste eigenfrequentie die deze voortbrengen

kan en geen harmonischen hiervan zijn, dan moet men speciale aandacht besteden aan het optreden van nevenresonanties. Voor het zojuist beschreven kristalplaatje mag men als nevenfrequenties hogere harmonischen van buigingstrillingen verwachten, die van de lengte en breedte respectievelijk van de lengte en dikte afhangen.

Voor de mechanische koppeling tussen deze buigingstrillingen en de schuiftrilling die men wenst, bestaan geen practisch hanteerbare en exacte gegevens; bepalen we ons daarom tot de volgende empirische regels afkomstig van de Amerikaan Sykes.¹⁾

- A. De mechanische koppeling tussen buigingstrillingen en schuiftrillingen, die beide van even of beide van oneven orde zijn, is verwaarloosbaar klein ten opzichte van de koppeling tussen trillingen, waarvan de één van even orde en de ander van oneven orde is.
- B. De invloed van de mechanische koppeling wordt minder naarmate het verschil in de orde van de harmonischen toeneemt.
- C. De mechanische koppeling tussen buigings- en schuiftrillingen, die trillen in onderling loodrechte vlakken, is veel kleiner dan de koppeling tussen de beide bewegingswijzen, die in hetzelfde vlak plaats hebben.

Omdat de schuiftrilling, die men ongestoord wenst op te wekken een grondgolf is, d.w.z. een oneven harmonische (1e orde), kan men zich op grond van de hiervoor genoemde regels in hoofdzaak beperken tot de bestudering van het gedrag van de even harmonischen van die buigingstrillingen, waarvan de frequentie bepaald wordt door de lengte en breedte afmetingen van het kristalplaatje.

Figuur 3 geeft het aldus vereenvoudigde frequentiespectrum van een gedraaide y -snede, waarvan de draaiingshoek $\varphi = 36^\circ$. Het onderlinge gedrag der schuif- en buigingstrillingen is hieruit als functie van de afmetingsverhouding, breedte : lengte, af te lezen. Verticaal is uitgezet frequentie \times lengte (kHz.mm) horizontaal b/l .

Voor niet te hoge orde van de harmonische en $b/l \ll 1$, heeft men voor de buigingstrillingen rechte lijnen, met positieve helling. Immers $f \sim \frac{b}{l^2}$ dus $f \cdot l \sim \frac{b}{l}$. Wordt het product van $b/l \times$ orde van de harmonische van de grootte orde één, dan

¹⁾ R. A. Sykes B.S.T.J., Vol. 23, Jan. '44, no. 1, blz. 52.

ontaardt de buigingstrilling in een schuiftrilling, die zich voortplant in de lengterichting. De frequentie is dan omgekeerd evenredig met de lengte, d.w.z. de lijnen buigen om naar rechts en beginnen min of meer horizontaal te lopen. Dit verschijnsel is opgemerkt door Doerffler; Madelung heeft er een theoretische analyse voor aangegeven, die door Doerffler is uitgewerkt en in goede overeenstemming met het experiment bevonden¹⁾.

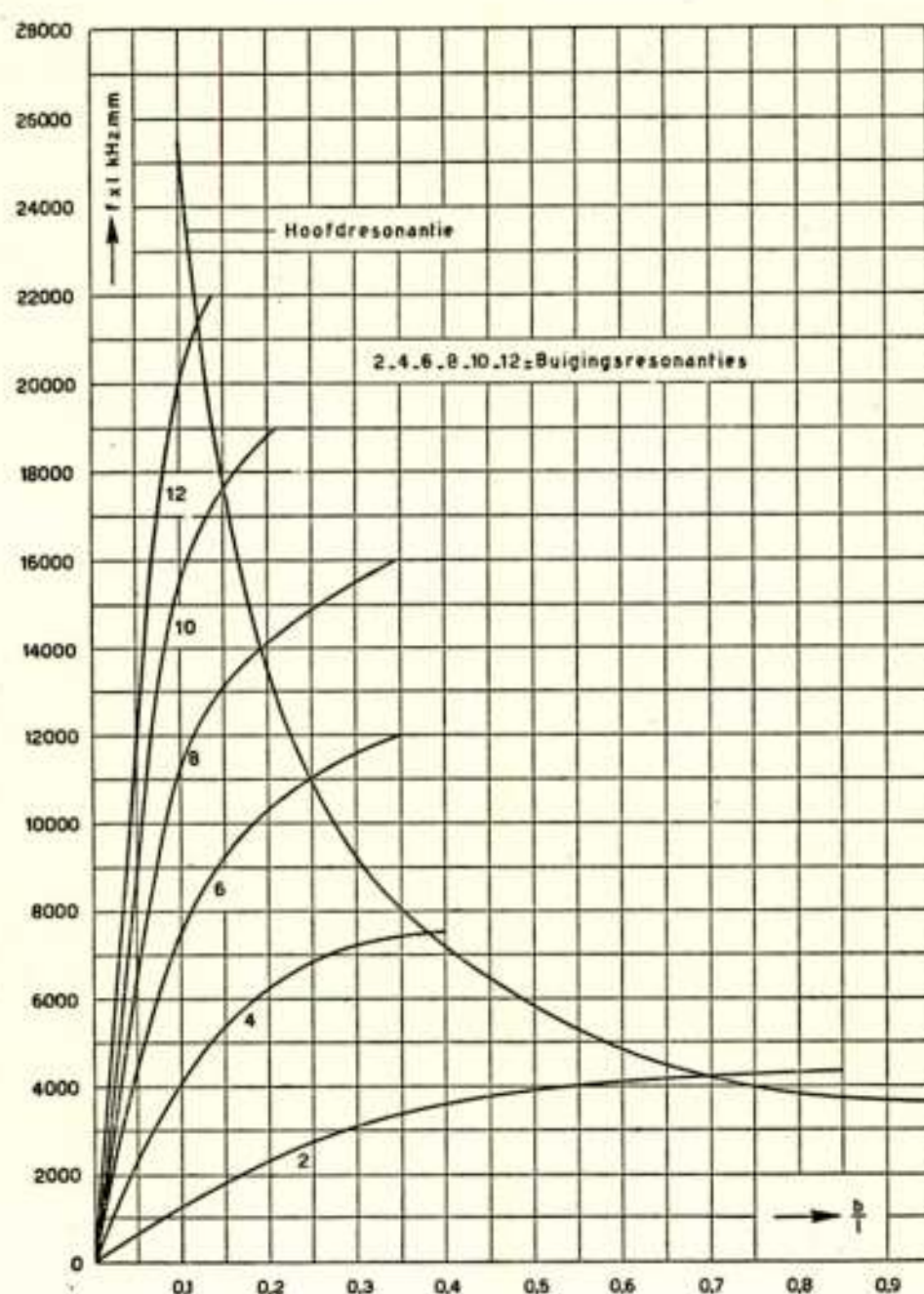


Fig. 3.

Vereenvoudigd frequentiespectrum van gedraaide γ snede als functie van de breedte-lengte verhouding.

Voor de eigenlijke hoofdresonantie heeft men

$$f \sim \frac{1}{b} \text{ dus } f \cdot l \sim \left(\frac{b}{l}\right)^{-1}.$$

Dit is de vergelijking van een hyperbool. Houdt men er rekening mee, dat de evenredigheidsconstante iets toeneemt naarmate

¹⁾ H. Doerffler, Z. für Ph., Band 63, 1930, blz. 30.

$\frac{b}{l}$ groter wordt, dan krijgt men de in figuur 3 getekende „pseudo-hyperbool”, die een negatieve helling heeft.

Het materiaal voor de samenstelling dezer grafiek is grotendeels ontleend aan de eerder genoemde studie van Sykes.

Zoals reeds gezegd geeft deze grafiek niet een beeld van het volledige frequentiespectrum, terwijl bovendien is aangenomen dat, alhoewel er koppeling is, de individuele eigenfrequenties berekend mogen worden, alsof ze ongestoord zijn. Dit laatste berust op wat is gezegd in regel *B*. Voor de afmetingsverhouding b/l doet men dus goed deze zodanig te nemen, dat de hoofdresonantie tussen twee even buigingsresonanties van niet te lage orde ligt. In de praktijk blijkt, dat $b/l = 0,135$ (hoofdresonantie tussen 10e en 12e harmonische) inderdaad goed voldoet; men vindt de buigingsresonanties dan met goede benadering op de aangegeven plaatsen. De oneven harmonischen zijn, zoals reeds vooropgezet in regel *A*, van geen betekenis.

Naast deze genoemde nevenresonanties zijn er nog waarbij de frequentie afhankelijk is van de dikte en de lengte. Men kan hiervoor overeenkomstige grafieken maken. Voor een kristal van gegeven dikte en lengte worden het horizontale lijnen in de grafiek van figuur 3. Ze zijn echter zeer zwak gekoppeld en van analoge betekenis als de overeenkomstige nevenfrequenties bij de CT- en GT-snede. Men doet goed er rekening mee te houden; onverwachte afwijkingen in het gedrag van de temperatuurcoëfficiënt van de hoofdresonantie kunnen het gevolg ervan zijn.

In het algemeen is het prettig deze dikte afmeting vrij te kunnen kiezen, aangezien men daarmee de waarde van de zelf-inductie kan regelen. Men kan dan meestal achteraf op experimentele wijze nagaan of er bezwaren kleven aan de gekozen dikte afmeting.

De experimentele resultaten vergeleken met de theoretische verwachtingen.

Bij de beproeving van kristalplaatjes van de gegeven oriëntatie en afmetingsverhouding blijkt, dat voor het verkrijgen van een temperatuurcoëfficiënt nul, de draaiingshoek ongeveer 36° genomen moet worden in plaats van 41° . Voor het exemplaar loodrecht op de AT-snede geeft de hoek $-90^\circ + 35^\circ = -55^\circ$ daarentegen

direct een bevredigend verloop van de frequentie-temperatuurkromme¹⁾).

De tabel geeft een overzicht van de gemeten resultaten en figuur 4 een indruk van de frequentie-temperatuurkromme van een gemiddeld exemplaar.

T A B E L

Type	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>f</i>	<i>F_c</i> = <i>f</i> × <i>l</i>	<i>L_k</i>	$\frac{C_p}{C_k}$	$Q = \frac{\omega L_k}{R_k}$
<i>y'</i> - snede	(mm)	(mm)	(kHz)	(kHz.mm)	(Henry)		
$\varphi = 36^\circ$	47.95	6.47	407.330	2590	4.6	316	200.000

De werkte temperatuur van het kristal, d.i. de temperatuur waarbij $\frac{df}{dT} = 0$ wordt, kan door kleine wijzigingen in de draaiingshoek, evenals bij de CT-snede, naar wens verlegd worden.

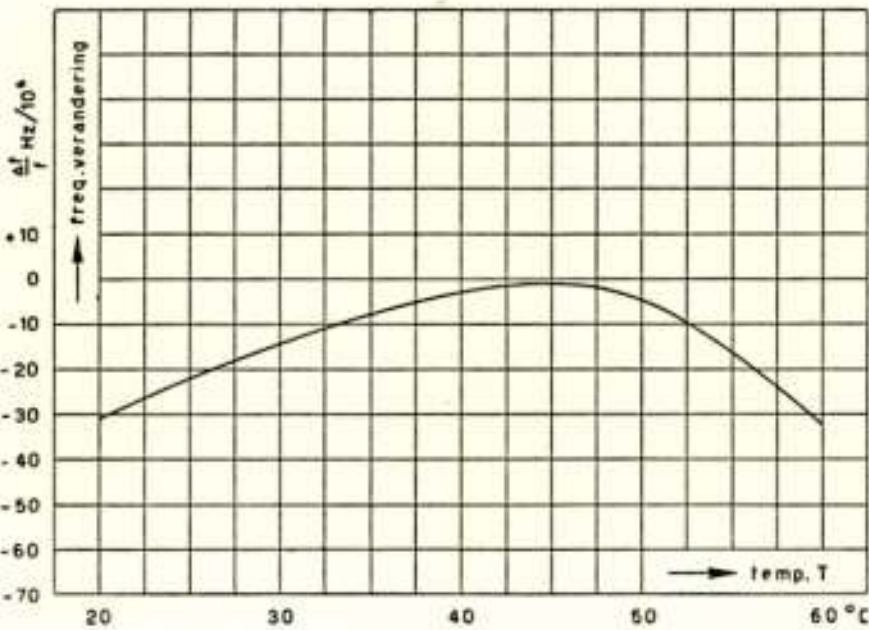


Fig. 4.
Frequentie-temperatuur kromme van de nieuwe snede.

Het is ook mogelijk de zelfinductie L_k en de capaciteitsverhouding $\frac{C_p}{C_k}$ uit de bekende elastische en piëzoelectrische constanten van kwarts te berekenen. De formules hiervoor kunnen met enige kleine ondergeschikte wijzigingen direct aan het reeds genoemde artikel van Mason worden ontleend (l.c blz. 149¹⁾).

¹⁾ Een veilige afmetingsverhouding voor de *y'*-snede :
 $\varphi = -55^\circ$ is o.a. $b/l = 0,12$.

$$L_k = L_o \frac{db}{l} \text{ (Henry)}, L_o = \frac{\varrho \times 9 \times 10^{10}}{8 (e'_{25})^2} \text{ (Henry.mm}^{-1}\text{)}$$

$$\frac{C_p}{C_k} = \frac{\pi \varepsilon c'_{55}}{32 (e'_{25})^2}$$

Hierin is $\varrho = 2,65$ de dichtheid van kwarts, $\varepsilon = 4,55$ de dielectrische constante en e'_{25} en c'_{55} de piëzoelectrische en elastische grootheden, die betrekking hebben op het rechthoekig assenkruis behorende bij de gedraaide y -snede. Rekent men φ positief in de richting van het uurwerk (zie fig. 2), dan zijn de transformatie-formules:

$$e'_{25} = -e_{14} \cos^2 \varphi - e_{11} \cos \varphi \sin \varphi$$

$$c'_{55} = c_{44} \cos^2 \varphi + c_{66} \sin^2 \varphi + 2 c_{14} \sin \varphi \cos \varphi.$$

Gebruikt men de waarden opgegeven door Cady¹⁾.

$$e_{11} = 5,2 \times 10^4 \quad c_{44} = 57,3 \times 10^{10}$$

$$e_{14} = 1,2 \times 10^4 \quad c_{66} = 39,9 \times 10^{10}$$

$$c_{14} = 17,2 \times 10^{10}$$

dan is voor $\varphi = 36^\circ$, $e'_{25} = -3,2 \times 10^4$ en $c'_{55} = 66,5 \times 10^{10}$

Men krijgt dan:

$$L_o = 29,2 \text{ Henry.mm}^{-1} \text{ en } \frac{C_p}{C_k} = 295.$$

Uit de gemeten waarden in de tabel volgt $L_o = 28,6$. Voor het vergelijken van de berekende capaciteitsverhouding met de gemeten, moet in aanmerking worden genomen, dat bij de meting de parallelcapaciteit C_p , steeds met de schadelijke capaciteiten van de kristalhouder en opstelling vergroot wordt.

Andere mogelijkheden.

Evenals voor de diktetrillingen kan men voor dit type resonator meerdere oriëntaties aangeven (theoretisch oneindig veel) waarbij de temperatuurcoëfficiënt verdwijnt. Deze zullen in het algemeen niet de voordelen van de gedraaide y -sneden delen, die verband houden met de relatief geringe koppeling

¹⁾ W. G. Cady, Piëzoelectricity, New York 1946, blz. 219, 137.

tussen de verschillende vrijheidsgraden, omdat de meeste koppingsconstanten voor de gedraaide y-sneden verdwijnen of zeer klein zijn¹⁾. Bovendien wordt de oriëntatie in het moederkristal en hiermee de vervaardiging gecompliceerder.

De schrijver wenst een woord van bijzondere dank te richten aan Ir Vormer, Chef van het Radio Laboratorium der P.T.T., die hem heeft ingewijd in dit gebied van toegepast natuurkundig werk en door wiens voortdurende critische belangstelling en leiding een onderzoek, waarvan hier de resultaten zijn vermeld, mogelijk is geworden, en ten slotte aan de Heer Schneiders, die de eerste exemplaren van deze kwartssnede heeft vervaardigd en de metingen met grote nauwkeurigheid heeft uitgevoerd.

¹⁾ E. J. Post, Proc. roy. Ac. Amsterdam Vol. LI, No. 1 1948, blz. 36

Nederlands Radiogenootschap

Verslag van het examen Radio-technicus en monteur, gehouden in April, Mei, Juni en Juli 1949.

Het schriftelijk examen Radio-technicus en Radio-monteur werd gehouden op 11 en 12 April 1949. Aangemeld hadden zich 155 kandidaten voor technicus (waarvan teruggetrokken 5) en 247 voor monteur (waarvan teruggetrokken 1). Wegens onvoldoend schriftelijk examen werden afgewezen 66 kandidaten technicus en 82 kandidaten monteur, zodat voor het mondeling gedeelte werden opgeroepen 84 kandidaten technicus en 164 kandidaten monteur, welk mondeling examen werd gehouden op 13, 20, 21, 27, 28 Juni en 4, 5, 11, 12, 18 en 19 Juli 1949.

Afgewezen werden 43 kandidaten technicus en 67 kandidaten monteur, terwijl 7 kandidaten monteur voor een herexamen in aanmerking werden gebracht.

Geslaagd zijn in totaal 41 kandidaten technicus en 90 kandidaten monteur. De kandidaat her-examen monteur slaagde.

Octrooien

Openbaar gemaakt 15 Juli 1949:

- O.A. 111843 kl. 95a5k. N.V. Philips. Teruggekoppelde buisoscillator voor lage frequenties tot omstreeks tien kHz met over een groot gebied instelbare frequentie, waarbij overoscilleren wordt voorkomen doordat tussen verbindingspunt van roostercondensator en roosterlekweerstand en het rooster een weerstand is opgenomen van de grootte orde van 1 megohm.
- O.A. 112467 kl. 95d2gl. N.V. Philips. Schakeling voor het overdragen van elektrische trillingen met verminderde ingangsdemping van de toegepaste ontladingsbuis, waarbij deze buis tenminste 2 kathodetoevoerleidingen bezit.
- O.A. 123253 kl. 95d2h2. N.V. Philips. Schakeling voor de overdracht van ultrahoogfrequent trillingen met twee in balans geschakelde ontladingssystemen, die ieder een schermrooster bevatten met een zelfinductie in de leiding tussen de gemeenschappelijke kathodeleiding en de gemeenschappelijke schermroosterleiding, welke zelfinductie zo groot is, dat de terugwerking van gelijkfazige spanningen wordt opgeheven.
- O.A. 122347 kl. 95m4. N.V. Philips. Superregeneratieve ontvanger, waarbij de trillingskring gedurende de periode dat de schakeling niet oscilleert wordt ontdempt, waarbij oscilleren en ontdempen elk door tenminste één ontladingssysteem wordt bewerkstelligd en waarbij dit onafhankelijk van elkaar instelbaar is.

- O.A. 95228 kl. 95d3a. Western Electric Comp. Cascadeversterker met gecombineerde terug- en tegenkoppeling, waardoor de stabiliteit verzekerd wordt en de vervorming over een aanzienlijke frequentieband wordt vermeden. De positieve terugkoppelingsfactor is ongeveer gelijk aan de eenheid, terwijl de negatieve terugkoppelingsfactor aanzienlijk groter is dan de positieve.
- O.A. 98751 kl. 21a⁴71. Western Electric Comp. Werkwijze voor het meten van de grensfrequenties van een oscillator, waarvan de frequentie periodiek tussen een vaste minimale en een vaste maximale frequentie wordt gevarieerd.
- O.A. 112769 kl. 21g13h1. N.V. Philips. Inrichting voor het overdragen van elektrische trillingen, met een ontladingsbuis, waarin een secundaire-emissie-electrode is aangebracht, die tevens als uitgangselectrode dienst doet en waarbij in de baan van de secundaire-emissie-electronen een rooster zodanig is aangebracht, dat de uitgangscapaciteit van de buis wordt verminderd.

He.

Boekbespreking

H. Bremmer: *Terrestrial Radio Waves. Theory of Propagation*. Elsevier Publishing Company, Inc. New York, Amsterdam, London, Brussels, 1949. X + 344 pp. ill. 17 x 24 cm. f 18.—.

Bij de berekening van de veldsterkte van een zender moet in verschillende omstandigheden met verschillende vormen van radiovoortplanting rekening worden gehouden: de met de afstand snel afnemende grondgolf, de ionosferische reflectie van lange golven, de ionosferische refractie van korte golven en de troposferische refractie van VHF golven. Terwijl tot nu toe de verschillende theorieën zich min of meer los van elkaar ontwikkeld hebben, worden ze in het boek van *Bremmer* uit een enkel beginsel met dezelfde methoden afgeleid. Voor wie alleen de praktische resultaten wil gebruiken zonder de uitvoerige afleidingen te volgen, zijn voor directe toepassing formules en grafieken bijeengebracht. Wie wel de veelzijdige behandeling volgt en wegwijs raakt temidden van velerlei benaderingsmethoden, zal zijn moeite ruimschoots beloond vinden.

Als zender wordt een verticale elektrische of magnetische dipool genomen. Het verband van de laatste met een horizontale elektrische dipool wordt wel vermeld, maar niet afgeleid. De samenstelling van aardoppervlak en atmosferische lagen wordt bolsymmetrisch genomen. Bij numerieke berekeningen worden standaardwaarden voor de elektrische constanten van land- en zeeoppervlak gebruikt. De uitgezonden golf wordt monochromatisch verondersteld. Daardoor blijft de behandeling beperkt tot problemen waarbij looptijden e.d. geen belangrijke rol spelen. De fourierintegratie waarmee een stoot of andere golfvorm kan worden opgebouwd zou namelijk op grote moeilijkheden stuiten en benaderingen waarbij de fase te veel beïnvloed is zouden onbruikbaar kunnen worden. Afgezien van enkele fadingverschijnselen is de methode juist geschikt voor veldsterkteberekeningen bij normale radiocommunicatie.

Als uitgangspunt geeft *Bremmer* een elegant gesymmetriseerde variatie op de transformatie van *Watson* waardoor de totale golf tot een reeks van complexe integralen wordt herleid. Dit beginsel geldt algemeen voor buiging aan bolsymmetrische obstakels. In het radiogeval kunnen de zogenaamde regenboogtermen verwaarloosd worden, die golven voorstellen welke door breking in de aarde komen en daar praktisch geheel worden geabsorbeerd voor ze, mogelijk na inwendige reflecties, er weer uit komen. De overblijvende termen stellen voor de directe en de uitwendig aan de aarde gereflecteerde golf (samen de grondgolf) en de tussen de aarde en ionosfeer of troposfeer een of meermalen op en neergaande golven. De complexe integratie wordt in het algemeen op twee manieren uitgevoerd. Bij de ene krijgt men een reeks van residuen, die een golftheoretische oplossing geeft. Bij de andere wordt de integraal benaderd met een veralgemeende methode van zadelpunten en stationaire fasen. Deze benadering komt overeen met het stralentheoretische beeld. Waar hij bruikbaar is levert hij behalve de stralengang in de eerste plaats de veldsterkte, zoals die elementair uit de reflectiecoëfficiënten en de geometrische spreiding van een nauwe lichtbundel zou volgen. Nabij de skipafstand moet, in overeenstemming met *Airy's* behandeling van een caustica, de benadering een orde verder worden doorgevoerd. Ook bij de antipode is een aparte behandeling nodig.

De bolfuncties en bijbehorende radicale golf functies, die expliciet in de veldsterkte en impliciet ook nog in de uit de grensvoorwaarden voortgekomen sferische reflectiecoëfficiënten optreden, worden op verschillende manieren benaderd. Doordat de golflengte klein is ten opzichte van de aarde hebben de (complexe) orden van bol- en besselfuncties, die een bijdrage geven, hoge waarden. Voor in verticale richting geleidelijk inhomogene lagen worden de radicale functies met een W.K.B. methode benaderd.

In het eerste deel van het boek wordt de grondgolf behandeld met benaderingen voor verschillende afstanden en hoogten van zender en ontvanger. In een afzonderlijk hoofdstuk worden voor praktisch gebruik formules gegeven en een groot aantal grafieken, die tegelijk een duidelijk overzicht geven over het algemene gedrag. Het zou wellicht nuttig geweest zijn bij de grondgolf wat uitvoeriger in te gaan op de rol, die de omstreden oppervlaktegolf van *Zenneck-Sommerfeld* speelt in de oplossing voor het gebogen aardoppervlak, bijvoorbeeld of een minimum in de height-gain factor samenhangt met een combinatie van de naar boven afnemende oppervlaktegolf en de naar beneden afnemende buigingsgolf.

Het tweede deel houdt zich bezig met velerlei aspecten van ionosferische en troposferische voortplanting. Van direct belang voor de praktijk is het hoofdstuk met speciale toepassingen, dat ook weer numerieke gegevens en belangrijke grafieken bevat. Hierin worden behandeld lange golven, korte golven, de invloed van absorptie, troposferische refractie en radiogolven van buiten. Bij de berekeningen voor korte golven is een aan de aardkromming aangepaste variatie op het model van de parabolische laag gebruikt. De afleiding van de standaardmethoden van het C.R.P.L. voor O.W.F. en L.U.H.F. bepalingen is wat de muf-factor betreft misschien wat al te sterk geschematiseerd. In het laatste hoofdstuk wordt nog de invloed van het aardmagnetische veld op de ionosferische voortplanting besproken. Hoewel de algemene opzet niet gehandhaafd kan worden, hebben toch de methoden uit de vorige hoofdstukken een sterke invloed op de manier waarop de magnetische dubbelbreking hier wordt behandeld.

De mathematische afleidingen zijn in het algemeen helder beschreven, hoewel

de toelichting soms wat karig is of pas verderop duidelijk wordt. Het verband tussen de hierboven genoemde en nog andere aanvullende methoden wordt van alle kanten belicht. Sterk verhelderend zijn steeds de physische toelichtingen. Toch zou men deze, wellicht omdat wij verwend en daardoor ondankbaar zijn, hier en daar wat duidelijker of vollediger wensen.

Belangrijker dan kleine tekortkomingen te verzamelen is het te wijzen op de vele kwaliteiten van dit in alle opzichten goed verzorgde boek. De wijze van behandeling, de veelzijdige toepassingen met waardevolle resultaten en vaak verrassende zienswijzen en de mogelijkheden van verdere ontwikkeling en van toepassing op geheel andere sferische buigingsproblemen, maken dat het een ruime belangstelling verdient. Voor wie zich met theoretische of praktische problemen van radiovoortplanting bezighoudt is het van buitengewone waarde.

G.

„Aardmagnetisme en Poollicht” door Dr J. Veldkamp. — Uitgave Servire's Encyclopaedie, afdeling Natuurkunde. 192 bldz. geïllustreerd, gebonden f 3.50.

Dit boekje is als nr 6 verschenen in de afdeling natuurkunde van Servire's Encyclopaedie. Blijkens de doelstelling tracht de redactie met deze Encyclopaedie „enerzijds de ontwikkelde leek tot systematische bestudering in staat te stellen, anderzijds de vakman gelegenheid te bieden, zich te oriënteren over de stand der wetenschap in verwante gebieden”. In het hier besproken deeltje is m.i. aan deze doelstelling volledig voldaan. De behandeling van het onderwerp is bij de schrijver, die directeur is van de afdeling geophysica van het K.N.M.I. te de Bilt, in uitermate bevoegde handen, bovendien is het boekje bijzonder prettig geschreven. Het zal zonder twijfel bij ieder, die het leest, belangstelling wakker roepen voor de interessante verschijnselen, die men op dit gebied ontmoet.

De phaenomenologie van het aardmagnetisme, met de variaties naar de tijd en de plaats op aarde, wordt uitvoerig besproken. Bij de behandeling van de theorieën ter verklaring van het bestaan van het aardmagnetisme komen de invloeden van het binnenste der aarde ter sprake, alsmede die van buiten af, in het bijzonder de zon en daarmee komt tevens het poollicht en de ionosfeer aan de orde. Het boekje kan ieder belangstellende aanbevolen worden, doch speciaal hen die geïnteresseerd zijn in de voortplanting van radiogolven. Bij de behandeling van de stof is aan de onderwerpen, die hiervoor, door hun invloed op de ionosfeer, van rechtstreeks belang zijn, bijzondere aandacht besteed.

Het is misschien jammer, dat het belang voor de radio-man in de titel van het boekje niet expliciet tot uitdrukking komt. Zonodig moge deze recensie nog een aanbeveling in deze richting zijn.

Het boekje is van een klein, handig formaat en is door de uitgevers goed verzorgd.

C. E. M.

Ontvangen Tijdschriften enz.

Journal of the Franklin Institute, Juli, Aug., Sept. 1949.

Wireless Engineer, Aug. 1949.

Nat. Bureau of Standards, Basic Radio Predictions for Oct., Nov., Dec. 1949.

Technical News Bulletin Vol. 33, Juli 1949, Nr 7.

U.R.S.I. Bulletin, Juli-Aug. 1949.

Ericsson Review, Nr 1, 1949.

Annales des Telecommunication. Tome 4. Nrs 5, 6, 1949.

Proc. Cambridge, Phil. Soc. Vol. 45, Nr 3, 1949.

Radio Revue, Sept. 1949.

De Ingenieur, Jrg. 61, Nrs 30-37, 39.

Tijdschrift voor Radiotechniek, Jrg. 3, Nrs 7-8.

Communications from the Kamerlingh Onnes Laboratory of the University of Leiden edited by C. J. Gorter, Nrs 272, 273, 274. Supplement Nr 97 to Nrs 277-288.