

Buizen met lintvormige electronenbundel

Contact-, Schakel-, Kies- en Telbuis

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 29 Nov. 1949

door J. L. H. Jonker

Natuurkundig Laboratorium N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven — Nederland

SUMMARY

In this lecture are described some of the results obtained in investigations intending to develop valves with ribbon-shaped electron beams suited to specialized ends. By comparing the physical characteristics of the more common beams with a circular cross-section with those of a ribbon-shaped beam it is shown that by employing the latter the size of the valves can be so much reduced that customary radio-valve techniques can be applied to their construction. The new possibilities thus created are illustrated by (1) an electronic-contact valve, which may serve as a telephonic switch, (2) a valve of similar design by which magnetic relays in telephony exchanges may be replaced, (3) a valve operating as a multi-contact switch, and (4) a valve capable of recording at a high speed the number of pulses impressed on one of its electrodes.

Inleiding

De ontwikkeling en de toepassing der electronenbuizen beweegt zich heden ten dage in zeer vele richtingen. In de schakeltechniek werden deze buizen echter weinig toegepast, en daarbij werd meestal gebruik gemaakt van bestaande buizen, die voor andere doeleinden waren ontworpen.

Hieronder volgen enkele mededelingen van de resultaten van een laboratoriumonderzoek om voor dit doel buizen te ontwerpen met speciale, voor de beoogde functies geschikte electrodevormen.

Met schakeltechniek is hier bedoeld de techniek van het op

afstand handelen (schakelen), zoals dat bij magnetische relais, kiezers enz. gebeurt, waarbij verbindingen worden gemaakt en verbroken. Men kan bij dergelijke apparaten meestal onderscheiden een deel, dat voor de noodzakelijke beweging zorgt, zoals bijv. de schakelarm, en de contacten zelf, die voor de elektrische verbindingen zorgen.

Bij de gebruikelijke magnetisch-mechanische uitvoeringen wordt de snelheid van handelen voornamelijk beperkt door de traagheid der bewegende delen en het is begrijpelijk dat men, om deze te verminderen, heeft gedacht aan de electronenbuizen, waarbij de snelheid veel groter kan zijn ($10^2 - 10^5$ maal). Er zijn enkele uitvoeringen van electronenbuizen bekend, waarin met grote snelheid contacten worden gemaakt en verbroken. Voor gebruik bij meerkanalenstelsels voor telefonie heeft men nl. zg. distributors ontwikkeld, dit zijn buizen, waarin een kathodestraal de functie van schakelarm vervult. De kathodestraal wordt hierbij zodanig gedeflecteerd, dat ze met grote snelheid achtereenvolgens contact maakt met een aantal in een cirkel opgestelde elektroden. Het gebruik van een kathodestraal als schakelarm wordt ook beschreven in octrooien, waarin soortgelijke voorstellen zijn vastgelegd voor uiteenlopende schakeldoeleinden. Dergelijke buizen bezitten echter de volgende bezwaren:

- 1° grote afmetingen (dure uitvoering, ruimte in apparaat);
- 2° hoge bedrijfsspanningen (bedrijf en installatie zijn duur);
- 3° kleine bundelstromen, waardoor de snelheid beperkt wordt (grote RC-tijd).

Zou men dergelijke buizen in het formaat der ontvangbuizen en voor de daar gebruikelijke spanningen kunnen maken, dan zouden ze veel goedkoper zijn in aanschaffing en voeding, terwijl men gemakkelijker tot voor verschillende doeleinden geconstrueerde buizen zou kunnen overgaan. We zullen nu in de eerste plaats bespreken op welke wijze het mogelijk is kathodestraalbuizen te maken van zeer veel kleinere afmetingen, die werken bij potentialen van 200—300 volt en met bundelstromen van enkele milliampères.

Waarom past men nu bij de gewone kathodestraalbuizen grote afstanden en kleine bundelstromen bij grote spanningen toe? Men doet dit noodgedwongen daar men, om een duidelijk lichtbeeld te maken, een groot beeldveld wenst met een kleine lichtvlek (spot). Een groot beeldveld maakt de buis in verband met de maximaal toelaatbare deflectiehoek lang. Dit brengt in

verband met de toelaatbare ruimteladingen hoge spanningen mede, wil men een kleine lichtvlek behouden.

In berekeningen betreffende deze ruimtelading treft men bij verschillende bundelvormen enige factoren, die de ruimtelading beïnvloeden, meestal aan in het onderlinge verband $\frac{Id^2}{OU^{3/2}}$ ¹⁾, waarin I/O de stroomdichtheid in de bundel is, d de afstand tussen de twee electroden waartussen de bundel loopt en U de potentiaal die in de bundelruimte heerst.

Voor schakeldoelinden zal men in het algemeen een veel grotere stroom I wensen dan bij kathodestraalbuizen gebruikelijk is, terwijl een lagere U , bijv. 200—300 volt (in plaats van 2000—25000 V), gewenst is. Wil men de storing door ruimtelading niet veel groter maken dan bij kathodestraalbuizen wordt toegelaten, dan kan dit alleen door d radicaal te verkleinen, hetgeen in verband met de kleine buisafmetingen juist gewenst is. Intussen is deze maatregel niet voldoende. Daarom zullen er, zoals we later zullen zien, nog andere maatregelen moeten worden genomen.

De kleine afmetingen brengen verder mede, dat een kleine bundelbreedte op de anode gewenst is, daar in verschillende toepassingen de bundel over een afstand die 10 à 30 maal zijn eigen breedte is gedeflecteerd moet kunnen worden.

Daar het voor vele schakeldoelinden voldoende is deflectie in slechts één richting toe te passen, bestaat de mogelijkheid in plaats van een ronde, een kathodestraal van lintvormige doorsnede te gebruiken, hetgeen twee belangrijke voordelen geeft. De ruimteladingswerking is bij gelijke I/O in de bundel 2 à 4 maal gunstiger, terwijl door de grotere dwarsdoorsnede de totaalstroom in de bundel veel groter is. Hierdoor kan deze stroom bij spanningen van 200—300 volt toch de grootte van enkele milliampères verkrijgen. Deze bundelvorm blijkt buitendien boven de ronde bundelvorm voor ons doel nog een aantal andere voordelen te bezitten.

Om een scherp focus te krijgen willen we nl. de kathode zo klein mogelijk afbeelden. Uit de formule van Lagrange, die de relatie aangeeft tussen de beeldvergroting en de hoek-

1) K. R. Spangenberg, „Vacuum tubes”,
McGraw-Hill Book Comp., 1948, blz. 447.

vergroting in de optica en die men voor de electronenoptica kan schrijven als

$$M = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{U_1}{U_2}},$$

waarin M de beeldvergroting, m de hoekvergroting, U_1 de ingangs- en U_2 de uitgangsspanning is, blijkt, dat voor een kleine afbeelding (M klein) m groot moet zijn. Hiertoe moet de voorwerpsafstand groot gekozen worden. Dit betekent een kleine veldsterkte bij de kathode, wat bij vaste potentiaal van de eerste anode bij een lintvormige bundel, waarbij men met een kleinere stroomdichtheid kan werken, beter is te realiseren dan bij een ronde bundel.

Voorts is het gunstig, dat de brandpuntsafstand van een spleetvormige lens de helft is van die van een cirkelvormige (met dezelfde potentiaal U en veldsterkten E ; $f_r = 2f_l = \frac{4U}{E_2 - E_1}$).

Dit vermindert nl. de totale lengte van de bundel.

Tenslotte is de mechanische opbouw van een stelsel met lintvormige bundel veel eenvoudiger, daar de openingen in de elektroden slechts in *één richting nauwkeurig in één lijn opgesteld* behoeven te worden, zodat de opbouw tussen mica steunen, zoals gebruikelijk in de versterkbuizen, hier kan worden overgenomen. Om hoge frequenties te halen moeten de *capaciteiten der elektroden laag* zijn (kleine RC-tijd), geheel zoals bij de versterktechniek, zodat men bij de opbouw dezelfde richtlijnen kan aanhouden.

Een verdere vereenvoudiging wat betreft de voedingsspanningen en toevoerleidingen kon worden verkregen doordat het mogelijk bleek een lensstelsel te ontwikkelen met slechts één positieve spanning, terwijl in sommige gevallen kon worden volstaan met de besturing van slechts één deflectieplaat (één ingangs- en één uitgangsspanning).

De boven geschetste omstandigheden maken het gebruik van een lintvormige in plaats van de gebruikelijke ronde bundel dus aantrekkelijk in kathodestraalbuizen, die met lage spanningen en grote bundelstromen werken.

Alvorens tot de bespreking van de toepassing van de lintvormige bundel als schakelarm over te gaan willen we eerst iets zeggen over de mogelijkheid om met elektronische middelen een contact te maken. Dit is nl. mogelijk door gebruik te maken

van secundaire emissie. Een secundaire-emissie-electrode 1 (fig. 1) die over een hoge weerstand wordt gevoed zal, indien zijn beginpotentiaal U_1 zo groot is dat de secundaire-emissiecoëfficiënt $\delta > 1$ is, meer secundaire electronen afgeven dan primaire ont-

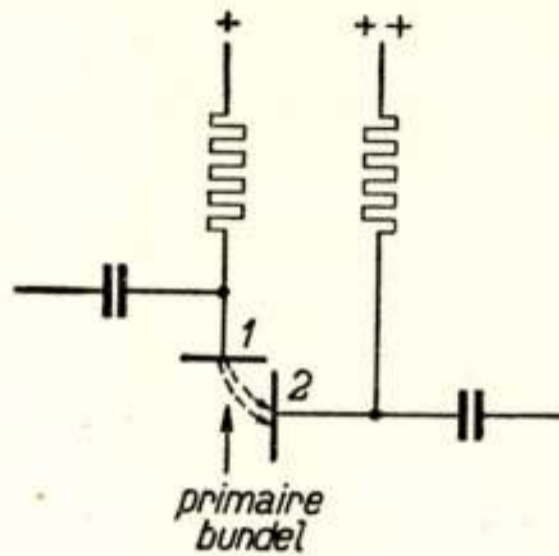


Fig. 1.

Contact door middel van secundaire emissie. Binnen een bepaald spanningsgebied brengt een spanningsvariatie van een der electroden een even grote variatie van de spanning van de andere mede.

vangen en dus positief opgeladen worden, indien de secundairen zich naar een opvangelectrode 2 op hogere potentiaal U_2 kunnen begeven. U_1 zal dus stijgen en U_2 dalen tot beide electroden nagenoeg eenzelfde potentiaal hebben aangenomen, die gelegen zal zijn tussen hun (ongelijke) voedingsspanningen. Binnen een

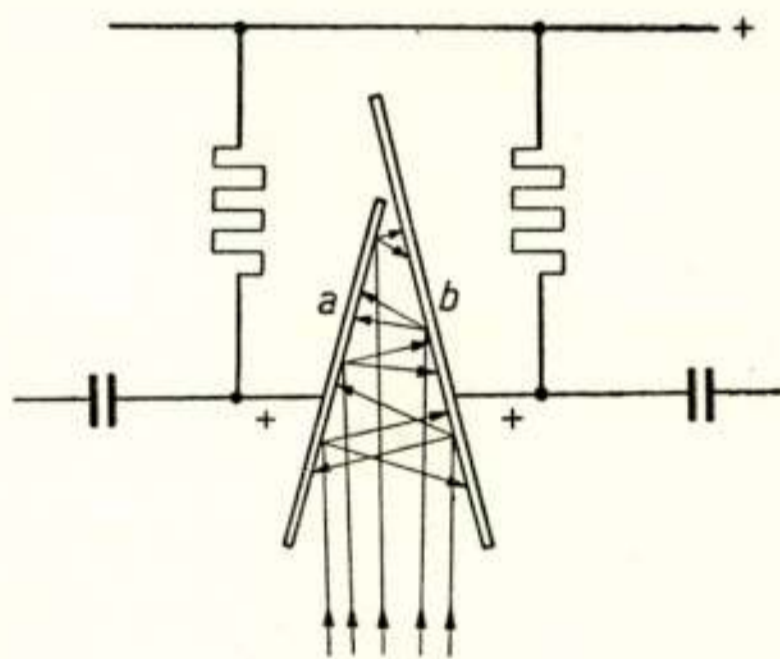


Fig. 2.

Symmetrisch contact. Beide electroden hebben een hoge δ en zijn via gelijke weerstanden aan dezelfde potentiaal aangesloten.

bepaald spanningsgebied zal nu bij verandering van de spanning van een der electroden door een signaal, de spanning van de andere nagenoeg dezelfde verandering ondergaan, zodat het signaal doorgegeven wordt. Schakelen we de primaire bundel uit, dan is het contact verbroken.

Een dergelijk contact kan ook symmetrisch worden uitgevoerd (fig. 2). Er ontstaat nl. ook een electronisch contact, indien men beide electroden via gelijke weerstanden aan éénzelfde potentiaal aansluit. De electroden moeten dan echter *beide* geprepareerd zijn voor het verkrijgen van een hoge δ en de bundel moet gelijk over beide verdeeld zijn. Beschouwen we eerst alleen de overgang van de secundaire electronen van a naar b (fig. 2), dan krijgen we bij $U_b > U_a$, dat alle secundaire electronen van a naar b worden weggezogen (rechter deel van kromme 1, fig. 3). Wordt $U_a > U_b$, dan ontstaat het linker deel van kromme 1, daar bij toenemende tegenspanning steeds minder secundaire electronen ten gevolge van hun eigen snelheden tegen de potentiaal van b in kunnen lopen. (Secundaire electronen bezitten

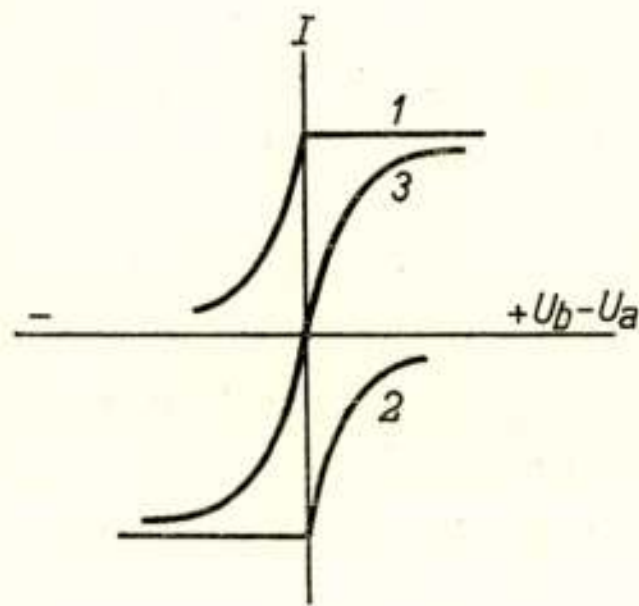


Fig. 3.

De secundaire-emissiestroom als functie van het spanningsverschil tussen a en b in fig. 2. Kromme 1 geeft de stroom van a naar b , kromme 2 die van b naar a . De resultante is kromme 3, die in de omgeving van de oorsprong nagenoeg lineair is, zodat de contactweerstand onafhankelijk is van de richting van de stroom.

aanzienlijk grotere eigen snelheden dan primaire electronen.) Voor de secundaire electronen afkomstig van b , die zich naar a begeven, geldt hetzelfde (kromme 2). Door de samenwerking der beide krommen ontstaat de kromme 3, die in een gebied om de oorsprong nagenoeg lineair is. De contactweerstand is dus onafhankelijk van de richting van de stroom (grootteorde enige honderden ohms). Door de werking der ruimtelading kan kromme 3 iets vlakker gaan lopen.

Men kan het symmetrische contact nog verbeteren door het aanbrengen van een rooster op positieve potentiaal en dit zodanig dimensionneren en instellen, dat van de secundaire emissie

der beide electroden a en b een deel wordt weggezogen gelijk aan de primaire bundelstroom. Hierdoor ontstaan twee voordelen: 1° de ruimtelading in de ruimte tussen de beide electroden wordt verminderd, 2° de stroom door de serieweerstanden wordt dan zeer klein. De weerstanden kunnen dus zeer hoog zijn en eventueel de voedingsspanning lager. Zijn de contacten a en b aan kringen of lijnen verbonden, dan zal in dat geval het in- en uitschakelen van de bundel geen spanningsstoot meer veroorzaken. De contactweerstand van dergelijke elektronische contacten is in het algemeen niet gering en zeker enkele honderden ohms, zodat een hoge impedantie van de uitwendige keten gewenst is. Daarom is een grote parallelweerstand van belang. Een binnenkomende lijn kan men volgens dit principe met zeer grote snelheid dubbelpolig onderbreken

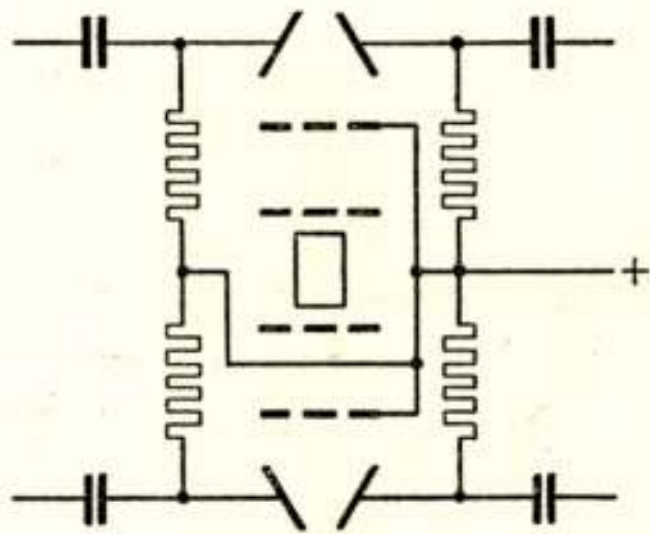


Fig. 4.

Schakeling met twee elektronische contacten, waarmee een zeer snelle dubbelpolige onderbreking van een signaal kan worden verkregen.

volgens het schema van fig. 4. In deze „contact”buis worden nog geen bijzondere eisen aan de bundelvorm gesteld. Dit is wel het geval bij de volgende toepassing.

Relais met wisselcontacten en vertraging.

In telefoneschakelingen (kiesschema's) komt het voor, dat signalen door middel van gelijkspanningsposities of impulsen langs verschillende kanalen moeten worden doorgegeven. Dit kan geschieden met elektronische relais met wisselcontacten, waaraan men bijv. de volgende eisen zou kunnen stellen.

1° De contacten der verschillende relais moeten in serie en parallel geschakeld kunnen worden.

2° Eén contact moet de besturing van enige relais tegelijk kunnen bedienen.

3° De relaiswerking moet eventueel vertraagd kunnen worden.

In principe zou een der boven beschreven elektronische contacten als wisselcontact toegepast kunnen worden door twee paar contactplaten naast elkaar op te stellen en een bandvormige bundel door middel van deflectie naar een der contacten te sturen. Voor het doorgeven van gelijkspanningen zal het contact slechts in één richting geleidend behoeven te zijn, zodat de bundel op één der contactplaten kan worden gericht.

Schakelt men n van dergelijke contacten in serie, dan zal de secundaire-emissiestroom van het eerste contact $I_{sec_1} > nI_b$ moeten worden, als I_b de stroom in de bundel is. Men kan dit gemakkelijk inzien. Hebben we bijv. 3 contacten (fig. 5) en denken we

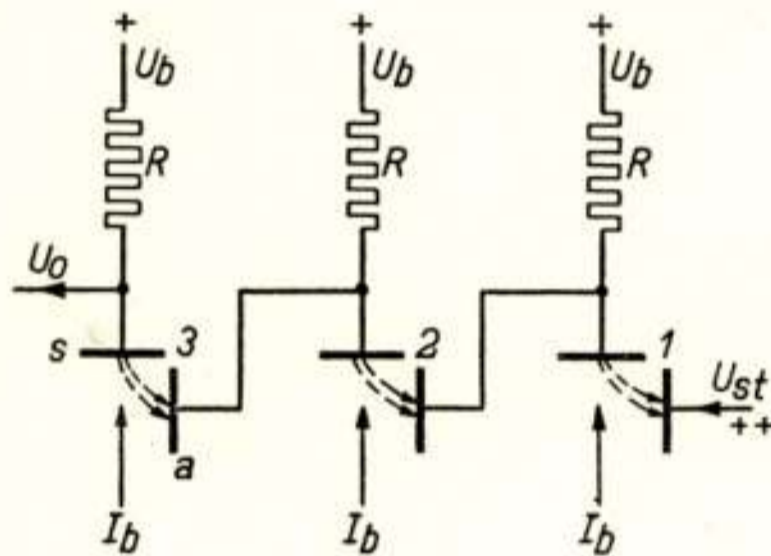


Fig. 5.

Serieschakeling van elektronische contacten (maximaal 3 of 4 stuks).

ons eerst de voedingsweerstand R voor de contacten zeer groot, dan zal de spanning van de secundaire-emissie-electrode van contact 3 zich zo instellen dat de secundaire-emissiecoëfficiënt $\delta = 1$ wordt. Naar de opvangelectrode a van contact 3 gaat dan een secundaire-emissiestroom $I_{sec_3} = I_b$. Deze komt tezamen met de bundelstroom van contact 2. Om de spanningsval door deze stroom $2I_b$ in R te compenseren zal $\delta = 2$ moeten zijn voor contact 2. Evenzo moet $\delta = 3$ zijn voor contact 1. Nemen we de voedingsweerstand wel in aanmerking, dan moet δ nog iets groter worden om ook de stroom door deze weerstanden te compenseren. Men kan op deze wijze dus slechts enkele van deze contacten in serie schakelen (voor 200 volt is $\delta_{max} \approx 5$). Gebruikt men de uitgangsspanning U_o om het deflectiesysteem van een daarop volgend relais te bedienen, dan treedt nog de moeilijkheid op, dat U_o

varieert afhankelijk van het aantal ingeschakelde bundels, ook al is de stuurspanning U_{st} uitgeschakeld. Is nl. contact 1 uit en zijn 2 en 3 in, dan is, als U_b de batterijspanning is, $U_o \approx U_b - 2 I_b \cdot \frac{R}{3}$. Is 2 ook uit, dan is $U_o \approx U_b - I_b \cdot \frac{R}{2}$. De

hierdoor veroorzaakte afwijking in de positie van de bundel van het volgend relais zal in het algemeen niet kunnen worden toegelaten.

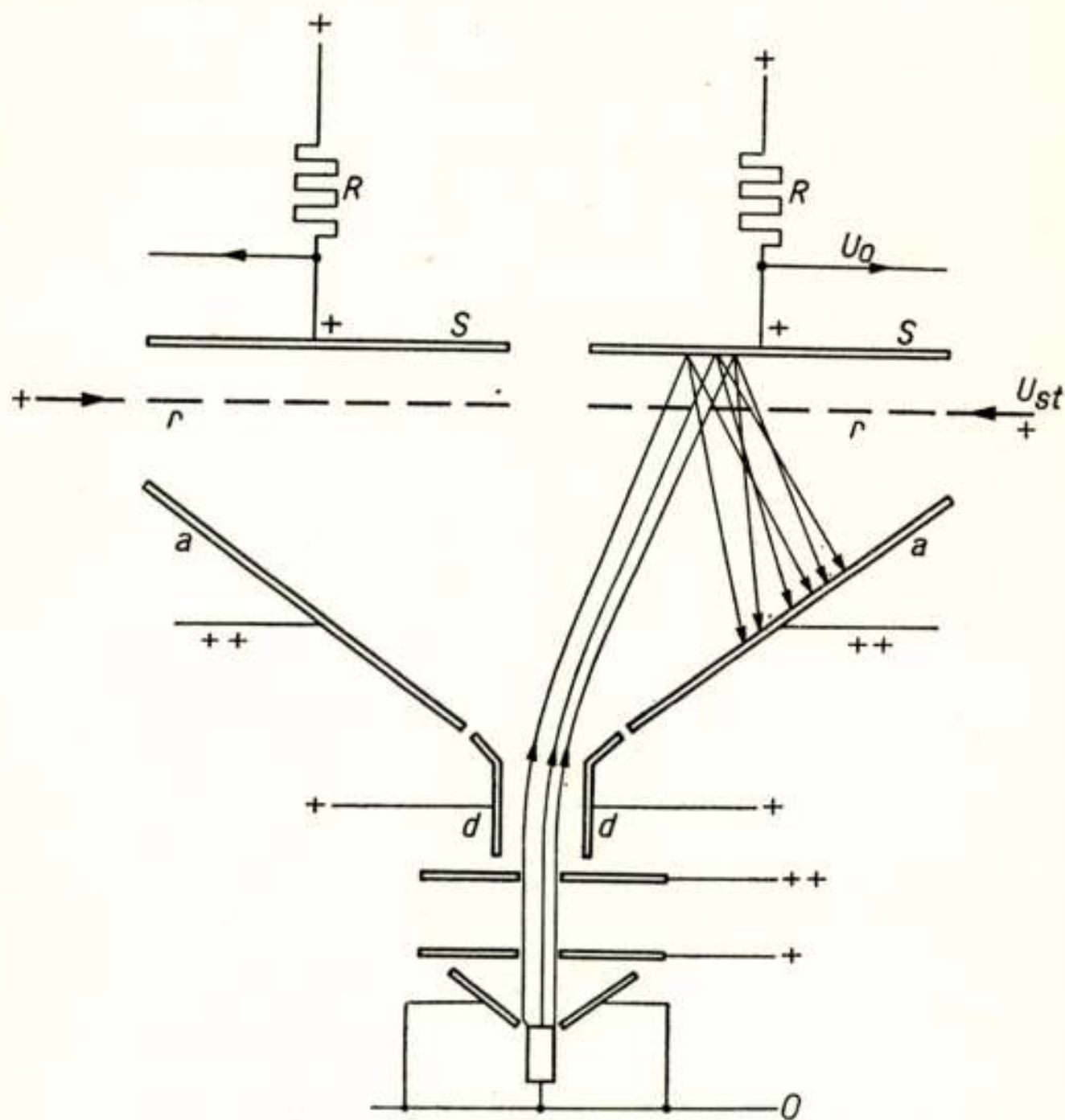


Fig. 6.

Secundaire-emissiecontact met triode-eigenschappen voor serie-schakelingen ook voor meer dan 3 contacten.

Om deze moeilijkheden te vermijden en een groter aantal contacten in serie te kunnen gebruiken, kan het secundaire-emissiecontact met diode-eigenschappen vervangen worden door een met triode-eigenschappen (fig. 6). Bovendien kan hierbij de constructie zo gekozen worden, dat de gevoeligheid voor verplaatsing van de bundel door kleine variaties in de deflectiespanningen geringer is. Treft de bundel hier de secundaire-emissie-electrode s , dan zal deze trachten de spanning aan te

nemen, die overeenkomt met de potentiaal van het vlak van het rooster r (\approx roosterpotentiaal). De meeste secundaire electronen zullen echter door het rooster naar de anode a gaan, die op een hogere vaste potentiaal staat. Het rooster is hier de ingangselectrode, die de secundaire-emissie-electrode in spanning meeneemt. Het signaal kan hier slechts in één richting worden doorgegeven.

De geringe spanningsval in elk contact wordt hier bij de serieschakeling eenvoudig opgeteld, daar er praktisch geen terugwerking is. De stroom naar het rooster is zeer klein. Deze spanningsval kan nog verminderd of zelfs negatief gemaakt worden, doordat de gemiddelde potentiaal in het vlak van het rooster door de invloed van de spanning van de anode a hoger is dan de roosterpotentiaal, terwijl door juiste keuze van de secundaire-emissiecoëfficiënt van het rooster dit nagenoeg stroomloos werkt. Op deze wijze kunnen de signalen gemakkelijk over een groot aantal contacten worden geleid.

Door de opstelling van secundaire-emissie-electrode en rooster loodrecht op de richting der smalle lintvormige bundel, zal het contact in blijven bij geringe variatie van de deflectiespanning. Het gebruik van deze bundelvorm maakt het tevens mogelijk om een aantal van dergelijke contacten in één lijn op te stellen en door één bundel met één stel deflectieplaten tegelijk te bedienen (meervoudig relais). Bij geschikte keuze van verschillende grootheden kan men de spanningsverandering van s bij inschakelen juist zo groot maken dat, indien s met een deflectieplaat van een volgende buis verbonden is, hierdoor de bundel hiervan naar een ander contact wordt gedeflecteerd.

Bij deze constructie kan één secundaire-emissie-electrode ook gemakkelijk enige deflectieplaten of roosters van daarop volgende relais tegelijk bedienen (parallelschakeling).

Bij toepassing van een relais is het soms gewenst, dat wel gereageerd wordt op een serie impulsen, doch niet op elke impuls afzonderlijk. Ofschoon de snelheid een der voordelen van een electronisch relais is, kan men hier op eenvoudige wijze ook *vertraging* aanbrengen door middel van een extra electrode e (fig. 7), die onder of boven de contacten is aangebracht en door een deel van de primaire bundel wordt getroffen. Deze electrode is door middel van een condensator verbonden met één der deflectieplaten. Verlaat de bundel bij omschakelen deze electrode, dan ontstaat tijdelijk een tegenwerkende spanning op de deflectieplaat totdat de spanningsval over de weerstand

verdwijnt. Deze spanning houdt de bundel bij zijn verplaatsing tijdelijk tegen tot de condensator zich over de weerstanden ontladen heeft, waardoor de gewenste vertraging ontstaat.

Schakel- of kiesbuis.

In plaats van twee kan men ook meer secundaire-emissie-contacten aanbrengen die, afhankelijk van de grootte van de deflectiespanning, door de smalle bundel worden getroffen en dus om beurten gekozen en ingeschakeld kunnen worden. Door de kleine afmetingen van de bundeldoorsnede kunnen de afzonderlijke contacten en daardoor het gehele systeem klein blijven.

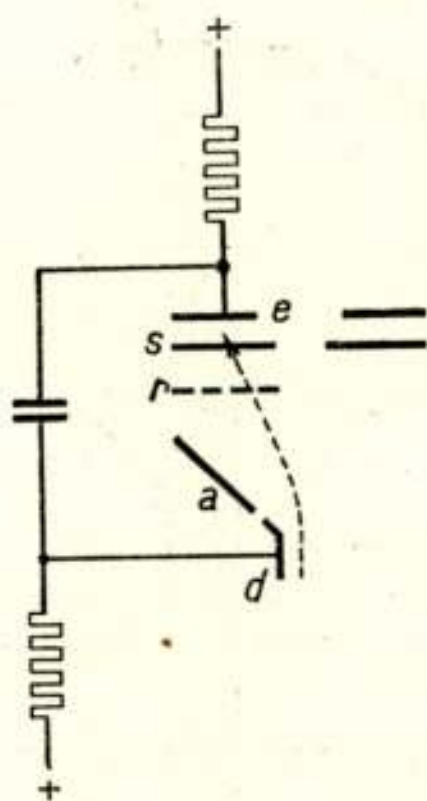


Fig. 7.

Een deel van de bundel treft een extra electrode e , die via een condensator verbonden is met een der deflectieplaten. Verlaat de bundel bij omschakelen deze electrode, dan ontstaat er een impuls die de verplaatsing tegenwerkt.

Voor sommige toepassingen kan als contact ook worden volstaan met eenvoudige anoden die de bundelstroom opvangen. Voor het overbrengen van het signaal kan de bundelstroom daarbij gemoduleerd worden door een sturelectrode. Om onderlinge beïnvloeding van de anoden (overspreken) te voorkomen kan een scherm worden aangebracht met een spleet voor elke anode. Een rooster op nulpotentiaal zorgt voor het onderdrukken van ongewenste secundaire-emissie-overgang tussen de elektroden (fig. 8).

Dergelijke buizen kunnen nu bijv. als combineer- en distribu-

torbuis in telecommunicatieschakelingen worden toegepast, indien op de deflectieplaten een zaagtandspanning wordt gebruikt.

Bij de terugslag kan de bundel eventueel tijdelijk worden onderdrukt door op één der elektroden van de electronenlens een hoge negatieve spanning te brengen. In het overgebrachte signaal is dan gemakkelijk een signaal in te voegen voor het synchroniseren van de beide zaagtandoscillatoren.

Wil men de bundel echter geruime tijd op één der contacten fixeren, dan is hiertoe een nauwkeurige deflectiespanning nodig.

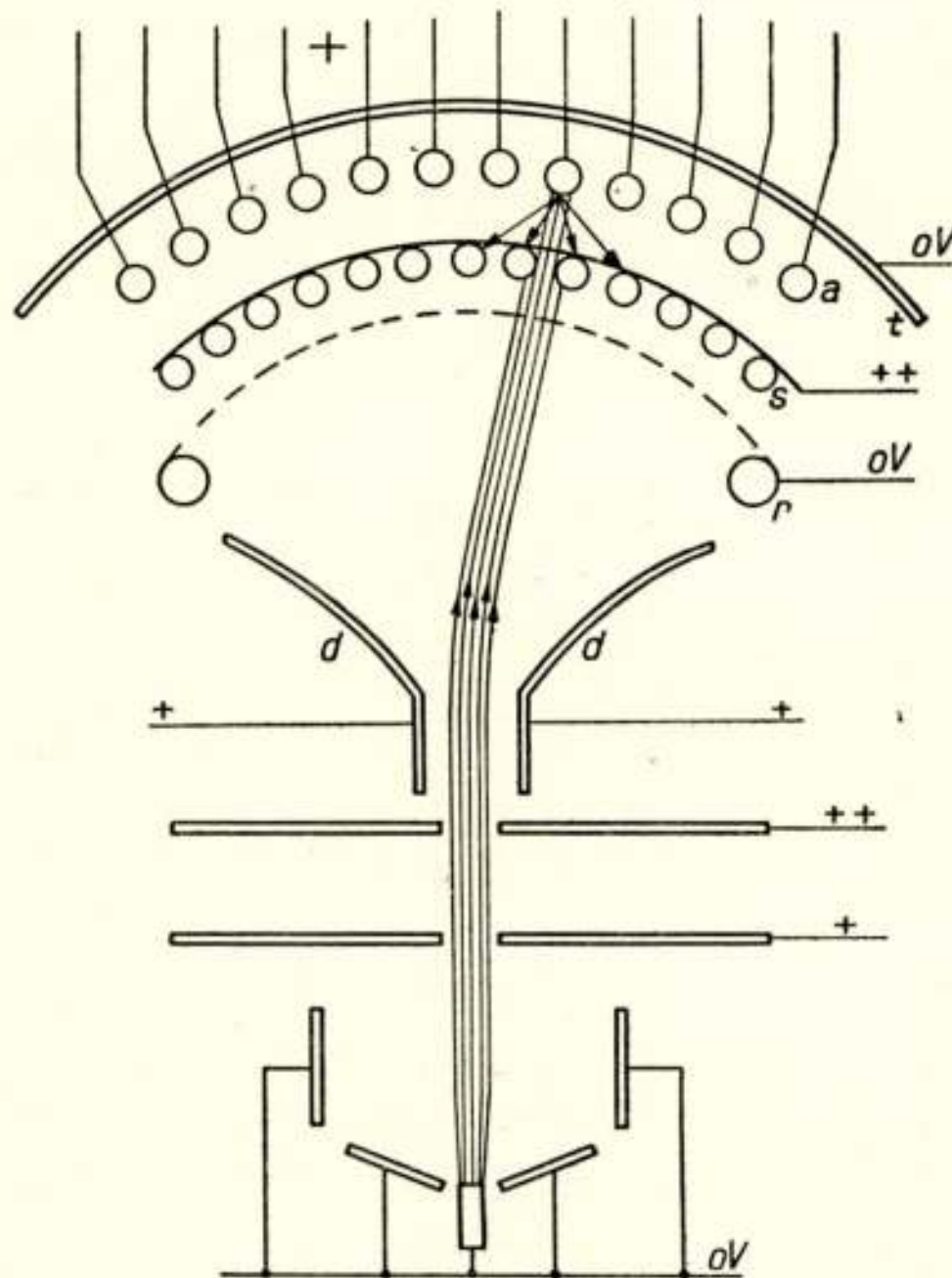


Fig. 8.

Schakelbuis met 12 contacten. d = deflectieplaten, r = rooster op nulpotentiaal tegen ongewenste secundaire emissie, s = sleufscherm tegen zg. overspreken, a = contacten, t = scherm.

Denken we aan soortgelijke toepassingen als in telefooncentrales, waar de keuze van een contact meestal plaatsvindt door het toevoeren van een zeker aantal impulsen, dan heeft men middelen nodig om deze impulsen om te zetten in een bepaalde deflectiespanning resp. in een bepaalde stand van de bundel. Een electronenbuis, die deze omzetting uit kan voeren,

zullen we nu als laatste toepassing van een lintvormige electronenbundel beschrijven.

Fixeer- of telbuis.

Bij deze toepassing van een lintvormige bundel in een kathodestraalbuis zal worden aangegeven hoe de bundel zichzelf in een bepaalde positie kan fixeren.

Het principe berust op stroomverdeling van de bundel tussen twee electroden. In de eerste electrode *s* (fig. 9) bevinden zich op bepaalde afstanden een serie evenwijdige gleuven, waardoorheen in bepaalde standen een groot deel van de bundel

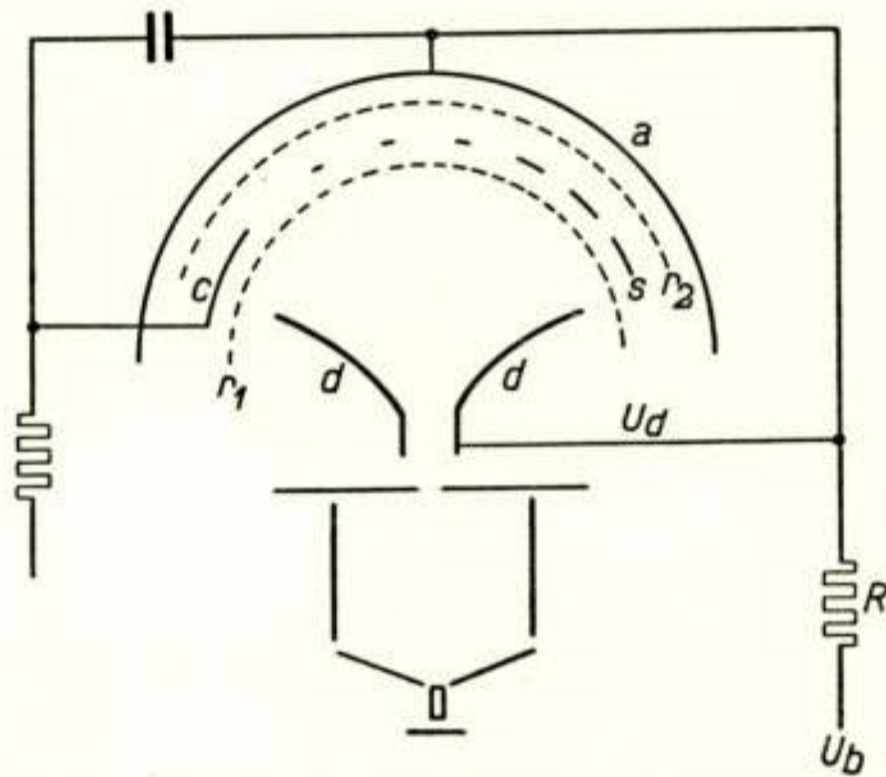


Fig. 9.

Telbuis. *d* = deflectieplaten, *s* = electrode met steeds smaller wordende gleuven, *a* = anode, *c* = terugslag-anode, *r*₁ en *r*₂ = roosters. Indien de buis tien standen bezit telt men direct in het tientallig stelsel.

kan passeren naar de achterliggende massieve anode *a*. Meet men nu aan een dergelijke buis de variatie van de anodestroom *I_a* als functie van de deflectiespanning *U_d*, dan krijgt men, indien de gleuven in de electrode *s* naar één kant geleidelijk smaller en de tussenliggende massieve delen groter worden, een dalende golflijn als karakteristiek (fig. 10).

Legt men nu de anode over een serieweerstand *R* aan de hoogspanning *U_b* en verbindt men één der deflectieplaten met de anode, dan kan het verband tussen stroom en spanning over de weerstand in de karakteristiek van fig. 10 weergegeven worden door de lijn *R* die voorstelt $U_d = U_b - I_a R$.

Het is duidelijk, dat alleen de aangegeven snijpunten van de beide lijnen stabiele punten kunnen zijn. Bevindt zich nl. de bundel tussen twee dergelijke punten in en zal de stroom naar de anode bijv. hoger zijn en de deflectiespanning daardoor lager, dan zal de bundel zich bewegen van deze deflectieplaat af tot hij zover over de zijkant van een gleuf in de electrode s is geschoven, dat de anodestroom gedaald en de deflectiespanning gestegen is en het stabiele punt is bereikt. Met behulp van een impuls op één der deflectie-electroden is het mogelijk de bundel van het ene stabiele punt naar het volgende te brengen. Afhankelijk van het aantal toegevoerde impulsen zal de bundel dus een bepaalde stabiele stand gaan innemen en zal de deflectiespanning een bepaalde waarde bezitten. De buis telt dus als het ware de toegevoerde impulsen (telinrichting). Het spreekt

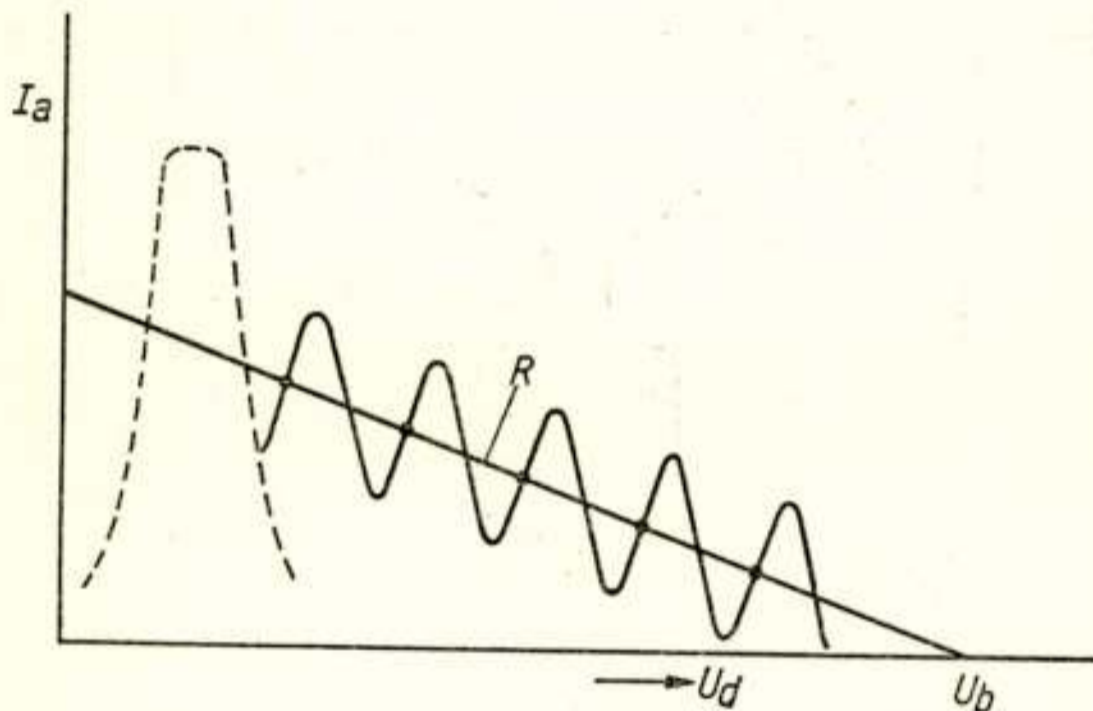


Fig. 10.

De anodestroom I_a in de telbuis van fig. 9 als functie van de deflectiespanning U_d wordt voorgesteld door de golflijn. De lijn R stelt voor $U_d = U_b - I_a R$. De stabiele punten zijn gemarkeerd. De gestippelde kromme geeft de stroom naar de terugslag-anode aan.

vanzelf, dat er tussen de vorm van de impuls en de tijdconstante van de buis een zekere relatie moet bestaan. Wil men de bundel van een kiesbuis op een bepaald contact brengen, dan kan men de bundel hiervan in een bepaalde positie brengen met behulp van een telbuis, door aan deze over een lijn een serie impulsen toe te voeren (*automatische telefonie*). De tel- en de kiesbuis kunnen electricch gekoppeld zijn of samengebouwd tot één systeem.

Ook kan de telbuis een aantal, naar de tijd willekeurig verspreide, impulsen (*Geiger-Müller-teller*) met een scheidend ver-

mogen 10^{-4} tot 10^{-6} sec optellen. Bezit de buis tien standen, dan telt men hier met slechts één buis direct in het tientallig stelsel. Door een aantal (n) van dergelijke buizen achter elkaar te plaatsen, kan men tot grote getallen (10^n) tellen. Hiertoe is nodig, dat de buis van een zg. terugslag wordt voorzien, d.w.z. een inrichting die er voor zorgt, dat de bundel bij de 10e impuls weer in de nulstand wordt teruggebracht en dan tevens één impuls doorgeeft naar de volgende buis. Dit kan geschieden door in de laatste positie een extra anode c (fig. 9) aan te brengen, waarop de volle bundelstroom valt. Deze is geschakeld in een soort trekkerschakeling, waardoor de bundel snel teruggeworpen wordt in de beginstand. De stand van de bundel kan door middel van een willemietschermpje in getallen worden afgelezen. Het is duidelijk, dat een dergelijke buis ook voor *rekenmachines* gebruikt kan worden. Wil men hiertoe op eenvoudige wijze ook kunnen aftrekken, dan kan de buis van een tweede terugslag worden voorzien, die in geval er tegengestelde impulsen worden gegeven (aftrekken), van positie 0 naar 10 terugspringt.

Het principe dat aan de telbuis ten grondslag ligt, het fixeren van een bundel door middel van stroomverdeling, is natuurlijk niet beperkt tot de hier genoemde uitvoering voor één dimensie. Bij gebruik van twee stel loodrecht op elkaar geplaatste deflectieplaten kan bijv. een ronde kathodestraal over een vlak worden bewogen en vastgehouden.

Slechts enkele van de vele mogelijke toepassingen van de kathodestraalbuis met lintvormige bundel zijn hier als voorbeeld besproken aan de hand van onderzoekingen aan laboratoriummodellen. Te zijner tijd hopen we op verschillende uitvoeringen meer in detail terug te komen, indien de ontwikkeling zover gevorderd is, dat ze ook in productie genomen zullen worden.

Discussie

Ir J. Picket: Is al bekend welke tijd nodig is voor het schakelen, m.a.w. hoeveel verbindingen er per seconde kunnen worden gemaakt?

Dr Ir J. L. H. Jonker: Dit hangt voornamelijk af van de schakeling. De tijd ligt waarschijnlijk tussen 10^{-4} en 10^{-6} sec, misschien zelfs korter, doch dit is nog niet geheel uitgezocht. De electronenbuizen zijn uiteraard zelf zeer snel.

Electromagnetische golven in rechthoekige golfpijpen

door K. S. Knol

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 29 Nov. 1949

SUMMARY

A survey of wave guide theory is given. The method of Brillouin for rectangular wave guides is treated in more detail and the solution of Maxwell's equations in the interior of a wave guide is found by superposing the incident wave with three reflected waves occurring when a plane linearly polarized electromagnetic wave strikes on two mutual perpendicular metal walls. Some applications of wave guides in practice are mentioned. A rubber sheet model may be used in studying problems of propagation of TE_{01} waves in rectangular wave guides.

1. *Inleiding.*

De ontwikkeling van de radiotechniek is de laatste jaren gegaan in de richting van steeds hogere frequenties. Terwijl men de aanpassing aan de behoeften, die bij deze hogere frequenties optraden, bij metergolven nog kon bereiken door verkleining van de elementen, als zelfinducties, capaciteiten, enz., liep dit spaak bij dm golven. Bij deze golflengten kon men niet meer werken met geconcentreerde zelfinducties en capaciteiten. Gelukkig had Lecher ons zijn Lecherleidingen nagelaten en konden we weer een stap verder komen met afgestemde leidingen, die dus verdeelde zelfinductie en capaciteit hebben. Vooral met de coaxiale leidingen, waarmee men behoorlijk hoge impedanties kan maken, doordat ze weinig stralingsverliezen hebben, kon men nu een heel eind komen. Maar bij cm golven, waar de afmetingen van de dwarsdoorsnede van de leiding van dezelfde orde van grootte werden als de golflengte, kwam men

weer in moeilijkheden. Weer bleek de grondslag voor de verdere ontwikkeling gelegd te zijn in de vorige eeuw. Nadat al verschillende onderzoekers op de mogelijkheid van het optreden van oscillaties binnen een cylinder hadden gewezen, was het Lord Rayleigh (1), die in 1897 deze mogelijkheden nader theoretisch onderzocht. De moeilijkheid bij de berekeningen was, dat men de vergelijkingen van Maxwell in twee media met verschillende diëlectrische constante, permeabiliteit en geleidingsvermogen moest oplossen en de oplossingen op de grenslaag aan elkaar aansluiten. Lord Rayleigh heeft, zoals tegenwoordig ook in eerste benadering gedaan wordt, het geleidingsvermogen van de metalen buitenwand oneindig groot aangenomen en de demping door het in werkelijkheid eindige geleidingsvermogen verwaarloosd. Hij beschouwde hierbij zowel cylinders met cirkelvormige als met rechthoekige doorsnede en vond, dat er in elke cylinder twee klassen van trillingen mogelijk zijn, elke trillingswijze met een bepaalde scherpe grensfrequentie, beneden welke geen golven zich in de buis kunnen voortplanten.

Van 1897 tot 1936 is er betrekkelijk weinig aandacht aan deze methode om energie voort te planten besteed. Men beschikte niet over middelen om golven op te wekken met zulke hoge frequenties, dat ze zich in pijpen van redelijke afmetingen konden voortplanten, en had er ook geen behoefte aan. Eigenlijk was de hele methode in het vergeetboek geraakt, tot in 1936 van twee verschillende groepen van Amerikaanse onderzoekers vrijwel gelijktijdig publicaties over het onderwerp verschenen. De ene groep was van de Bell Laboratories met namen als Southworth (2), Schelkunoff (3), enz., de andere groep van M.I.T. en vertegenwoordigd door Barrow (4). Deze onderzoekers onderzochten theoretisch en experimenteel de mogelijkheid om golven in cylinders van ronde doorsnede voort te planten. Ze gingen weer uit van de veronderstelling, dat de wanden oneindig goed geleidden. De demping, door het niet oneindig grote geleidingsvermogen van de wanden ontstaan, brachten ze later, als de oplossing gevonden was, in eerste benadering in rekening. De methode was om de vergelijkingen van Maxwell en de daaruit volgende golfvergelijkingen in het medium op te schrijven en oplossingen te zoeken, die aan de randvoorwaarden voldoen. Men vond, dat er twee soorten van golven kunnen optreden, nl. transversaal elektrische golven of H-golven, dat zijn golven, waarvan de elektrische vector geen en de magnetische wel een component heeft in de voort-

plantingsrichting, en transversaal magnetische golven of E-golven, waarbij de magnetische vector geen en de elektrische wel een component heeft in de voortplantingsrichting. De methoden om de verschillende golven in de golfpijpen op te wekken, werden eveneens aangegeven. Men vond, net als indertijd Lord Rayleigh, dat elke voortplantingswijze een bepaalde scherpe grensfrequentie heeft en kon de golflengte en de voortplantingssnelheid in de voortplantingsrichting berekenen. De golflengte in de voortplantingsrichting bleek groter te zijn, dan de golflengte in de vrije ruimte, terwijl de voortplantingssnelheid groter was dan de lichtsnelheid.

In 1936 gaf Brillouin (5) een eenvoudige beschouwingswijze over de voortplanting van golven in rechthoekige golfpijpen. Hoewel de algemene methode ook niet moeilijk is, heeft toch de methode van Brillouin onder bepaalde omstandigheden wel voordelen. Brillouin beschouwde eerst de eenvoudigste trillingswijze in een rechthoekige golfpijp. Daartoe onderzocht hij wat er gebeurt, als een vlakke, lineair gepolariseerde, electromagnetische golf onder een bepaalde hoek op een geleidend vlak valt. Wij zullen hier de methode van Brillouin toepassen voor het algemene geval van een rechthoekige golfpijp.

2. *Electromagnetische golven in de vrije ruimte.*

We gaan daarvoor uit van de vergelijkingen van Maxwell:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{S} \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \varrho \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

We gebruiken hierbij Giorgi-eenheden. We nemen aan, dat het medium een volkomen en ongeladen isolator is (dus $\mathbf{S} = 0$ en $\varrho = 0$), met diëlectrische constante ε (dus $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$) en magnetische permeabiliteit μ (dus $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$). In het Giorgi-stelsel is voor vacuum $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$. De rotatie van een vector is zelf weer een vector. Deze vector heeft drie componenten, als we het algemene geval beschouwen. We kunnen nu bijv. \mathbf{H}

eliminieren door verg. (1) naar de tijd te differentiëren en van verg. (2) de rotatie te nemen. We vinden dan de bekende golfvergelijking

$$\Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (5)$$

Op analoge wijze

$$\Delta \mathbf{H} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (6)$$

In totaal staan hier 6 vergelijkingen voor 6 onbekenden, nl. voor elke vector \mathbf{E} of \mathbf{H} drie. In de vrije ruimte voldoet aan deze vergelijkingen bijv. een lineair gepolariseerde vlakke golf. Voor het gemak nemen we aan, dat de golf in de z richting loopt. Een oplossing is bijv., dat \mathbf{E} alleen een component E_x heeft, en dus

$$E_x = E_0 e^{j(\omega t - kz)}.$$

$$\text{Dit geeft ingevuld in (5): } k^2 - \varepsilon \mu \omega^2 = 0 \quad (7)$$

$$\text{of } k^2 = \varepsilon \mu \omega^2.$$

Nu is de voortplantingsconstante k te schrijven als

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{\lambda f} = \frac{\omega}{v}, \quad (8)$$

met λ de golflengte, f de frequentie, ω de cirkelfrequentie en v de voortplantingssnelheid; voor vacuum is $v = c$ (de lichtsnelheid) $= 3 \times 10^8 \text{ m/s}$. Volgens (7) en (8) is

$$\frac{1}{c^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \quad \text{of} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (9)$$

We kunnen nu gemakkelijk \mathbf{H} berekenen. Van de vergelijking $\text{rot } \mathbf{E} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0$ blijft alleen over $\text{rot}_y \mathbf{E}$, nl. $\frac{\partial E_x}{\partial z}$. Deze is gelijk aan $-\mu \frac{\partial H_y}{\partial t}$. Daar H_y op dezelfde wijze van t afhangt als E_x , vinden we voor

$$H_y = \frac{k}{\mu \omega} E_x = \frac{k}{\mu \omega} E_0 e^{j(\omega t - kz)} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_0 e^{j(\omega t - kz)}. \quad (10)$$

Dit is dus een normale lineair gepolariseerde vlakke golf, lopende in de z -richting.

3. Methode van Brillouin.

We kunnen nu bijv. zo'n golf in een willekeurige richting laten lopen, (zie fig. 1a) bijv. in een richting met richtingscosinussen a_1, a_2, a_3 , ($a_1 = \cos \alpha_1, a_2 = \cos \alpha_2, a_3 = \cos \alpha_3, a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 = 1$). De elektrische veldsterkte loodrecht op de voortplantingsrichting wordt dan voorgesteld door

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-j(a_1 x + a_2 y + a_3 z) \frac{2\pi}{\lambda}} e^{j\omega t}. \quad (11)$$

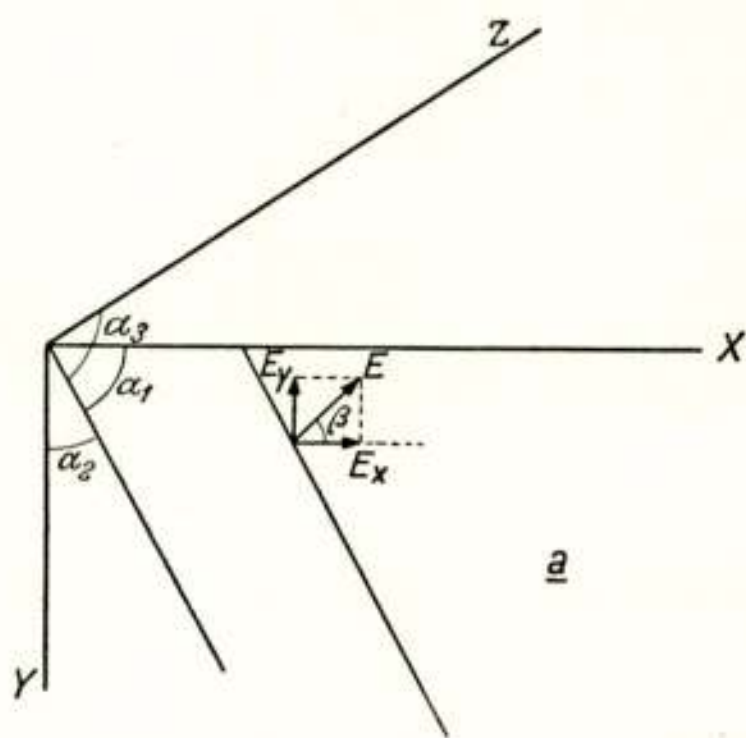


Fig. 1a.

Een vlakke lineair gepolariseerde golf met elektrische vector \mathbf{E} , waarvan de normaal hoeken α_1, α_2 en α_3 maakt met x -, y - en z -as, valt op een hoek gevormd door xy - en xz -vlak.

We laten voorlopig de factor $e^{j\omega t}$ weg, omdat die toch in alle vergelijkingen voorkomt. We laten nu een dergelijke vlakke golf vallen op twee oneindig lange loodrecht op elkaar staande vlakken van volkomen geleidend materiaal. De snijlijn is de z -richting, het ene vlak is het xz -vlak, het andere het yz -vlak. Om te kijken wat er met de golf gebeurt als hij op een vlak valt, moeten we de randvoorwaarden bij het scheidingsvlak van lucht en metaal opstellen. Dit kan geschieden door na te gaan wat er van de vergelijkingen van Maxwell overblijft in de buurt van de grenslaag. Vanwege het oneindige geleidingsvermogen van het metaal moet de tangentiële component van \mathbf{E} op het

grensvlak gelijk nul zijn, evenals de normale component van de \mathbf{H} , dus $E_t = 0$, $H_n = 0$. De normale component van \mathbf{E} hoeft niet nul te zijn, evenmin als de tangentiële component van \mathbf{H} . Uit deze grootheden kunnen we de oppervlaktestroom en de oppervlaktelading σ berekenen volgens

$\varepsilon E_n = \sigma$ en $H_t = j$, waarbij σ de oppervlakte ladingsdichtheid op en j de oppervlaktestroomdichtheid in de wand is.

Wanneer nu een electromagnetische golf op een geleidend vlak valt, dan moet bij de reflectie $E_t = 0$ worden. Er zijn daar dus twee golven aanwezig nl. de opvallende en de gereflecteerde. Zal de totale E_t nul zijn, dan moeten de opvallende en de gereflecteerde golf even grote tangentiële componenten hebben, die tegengesteld van teken zijn.

De normale componenten van \mathbf{E} van opvallende en gereflecteerde golf hebben hetzelfde teken.

Voor de magnetische veldsterkte \mathbf{H} is het juist andersom.

Hier hebben de normale componenten tegengesteld teken en de tangentiële hetzelfde.

Wanneer we nu een vlakke electromagnetische golf in de juist beschreven „hoek” van geleiders laten vallen, dan moeten we eerst iets afspreken over de richting van het polarisatievlak, of met andere woorden de richting van de elektrische vector t.o.v. de beide vlakken. De \mathbf{E} en \mathbf{H} liggen beide in een vlak loodrecht op de voortplantingsrichting. We kunnen nu twee gevallen onderscheiden nl. a. dat de \mathbf{E} geen component heeft in de z -richting en dan automatisch de \mathbf{H} wel, en b. dat de \mathbf{H} geen z -component heeft en de \mathbf{E} wel. Uit deze twee gevallen volgen twee klassen van voortplantingsmogelijkheden. We nemen eerst geval a. In dat geval moet de \mathbf{E} dus liggen in de richting van de snijlijn van het vlak loodrecht op de voortplantingsrichting en het xy -vlak. We moeten nu de hoek β weten, die \mathbf{E} met de x -as maakt. Met behulp van elementaire analytische meetkunde vindt men, dat $a_1 \cos \beta + a_2 \sin \beta = 0$ moet zijn. Hieruit volgt

$$\cos \beta = \frac{a_2}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2}} = \frac{a_2}{\sqrt{1 - a_3^2}}, \quad (12)$$

$$\sin \beta = \frac{a_1}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2}} = \frac{a_1}{\sqrt{1 - a_3^2}}. \quad (13)$$

Dus

$$E_x = E \cdot \frac{a_2}{\sqrt{1 - a_3^2}}, \quad (14)$$

$$E_y = -E \cdot \frac{a_1}{\sqrt{1 - a_3^2}}. \quad (15)$$

We beschouwen nu bijv. eerst E_y en gaan na, welke golven er in een willekeurig punt P aankomen. (In fig. 1b is de projectie op 't xy -vlak geschetst). Dit zijn:

a) de oorspronkelijke golf zelf

$$E_y e^{-j(a_1 x + a_2 y + a_3 z) \frac{2\pi}{\lambda}} \quad (\text{we laten } e^{j\omega t} \text{ weg}).$$

b) Een golf, die een keer tegen het yz -vlak gereflecteerd is. Voor dit vlak is E_y tangentiële component en keert dus bij de reflectie van teken om. Bovendien heeft deze golf een ander

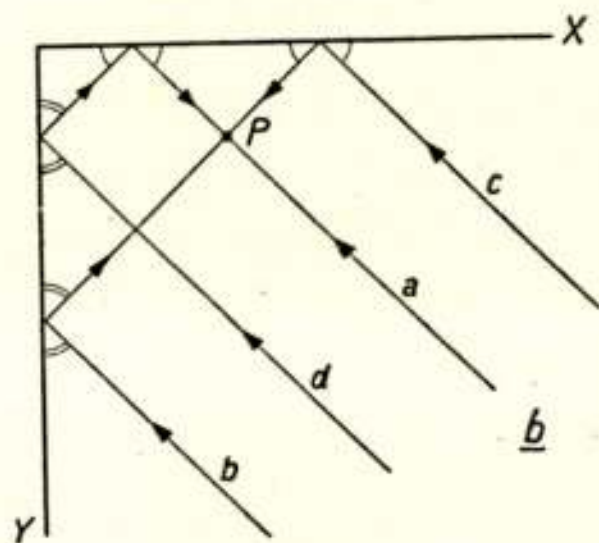


Fig. 1b.

Projectie van de normalen van opvallende, a , en drie gereflecteerde golven b , c en d .

golffront; hiervoor is nl. in de exponent x van teken omgekeerd, dus

$$-E_y e^{-j(-a_1 x + a_2 y + a_3 z) \frac{2\pi}{\lambda}}.$$

c) Een golf, die gereflecteerd is aan het xz -vlak. Bij de reflectie heeft E_y , zijnde normaal component, hetzelfde teken gehouden. In de exponent keert nu y van teken om.

$$E_y e^{-j(a_1 x - a_2 y + a_3 z) \frac{2\pi}{\lambda}}.$$

d) Een golf, die een keer gereflecteerd is aan het xz -vlak en een keer aan het yz -vlak. Deze is

$$-E_y e^{-j(-a_1 x - a_2 y + a_3 z) \frac{2\pi}{\lambda}}.$$

In totaal vinden we door de vier golven te sommeren:

$$\begin{aligned}
 & E_y e^{-j a_3 z} \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ e^{-j(a_1 x + a_2 y) \frac{2\pi}{\lambda}} - e^{-j(-a_1 x + a_2 y) \frac{2\pi}{\lambda}} + \right. \\
 & \quad \left. + e^{-j(a_1 x - a_2 y) \frac{2\pi}{\lambda}} - e^{-j(-a_1 x - a_2 y) \frac{2\pi}{\lambda}} \right\} = \\
 & = E_y e^{-j a_3 \frac{2\pi}{\lambda} z} \left(e^{-j a_1 x \frac{2\pi}{\lambda}} - e^{+j a_1 x \frac{2\pi}{\lambda}} \right) \left(e^{-j a_2 y \frac{2\pi}{\lambda}} + e^{-j a_2 y \frac{2\pi}{\lambda}} \right) = \\
 & = -4j E_y e^{-j a_3 \frac{2\pi}{\lambda} z} \sin a_1 \frac{2\pi}{\lambda} x \cos a_2 \frac{2\pi}{\lambda} y \quad 16)
 \end{aligned}$$

We zien dus, dat zich in de x - en in de y -richting staande golven gaan vormen, terwijl de golf zich in de z -richting voortplant met een voorplantingsconstante $\frac{2\pi a_3}{\lambda}$. Bij de nu aange-

nomen richting met richtingscosinussen a_1 , a_2 en a_3 heeft voor bepaalde waarden van x en y deze y -component dezelfde waarde als op de beide metalen vlakken. In de x -richting is de y -component nul voor

$$a_1 \frac{2\pi}{\lambda} x = m\pi \quad \text{of} \quad x = \frac{m\lambda}{2a_1} \quad (17)$$

In de y -richting heeft de y -component weer de maximale waarde voor

$$a_2 \frac{2\pi}{\lambda} y = n\pi \quad \text{of} \quad y = \frac{n\lambda}{2a_2} \quad (18)$$

Tot dusver hebben we alleen de y -component van de elektrische vector beschouwd. We kunnen hetzelfde doen met de x -component en met de drie componenten van de magnetische vector. Het blijkt dan dat alle componenten voor de waarden van x en y , gegeven door (17) en (18), dezelfde absolute waarden hebben als op de twee zijwanden. Leggen we twee geleidende vlakken voor een bepaalde m en n op die plaatsen x en y , waarbij aan (17) en (18) voldaan is, dan vindt nu ook nog reflectie plaats aan deze vlakken. Aan het golfpatroon verandert evenwel niets. Bij de reflectie aan de nieuwe vlakken komen alleen maar golven voor, die bij de reflectie aan de oorspronkelijke twee vlakken al aanwezig waren. Kiezen we dus de afstand van de x -vlakken gelijk aan

$$a = \frac{m \lambda}{2 a_1} \quad (17a)$$

$$\text{en van de } y\text{-vlakken } b = \frac{n \lambda}{2 a_2}, \quad (18a)$$

dan hebben we een rechthoekige golfpijp geconstrueerd, waarin zich golven willen voortplanten en wel vier vlakke golven met richtingscosinussen

$$a_1, a_2, a_3; \quad -a_1, a_2, a_3; \quad a_1, -a_2, a_3; \quad \text{en } -a_1, -a_2, a_3.$$

We kunnen nu omgekeerd te werk gaan en uitgaan van een rechthoekige golfpijp, waarin zich golven op de boven beschreven manier voortplanten en nagaan hoe die voortplanting gebeurt. We houden nu dus a en b vast en zoeken naar de voortplantingsconstante $\frac{2\pi}{\lambda} a_3$ in de z -richting. a_1 , a_2 en a_3 voldoen aan $a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 = 1$.

Vullen we hier de waarden voor a_1 en a_2 volgende uit (17a) en (18a) in, dan vinden we

$$\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2 + a_3^2 = 1 \quad \text{of} \quad a_3^2 = 1 - \left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2 \quad (19)$$

De voortplantingsconstante in de z -richting, $\frac{2\pi a_3}{\lambda}$, kunnen we ook voorstellen door $\frac{2\pi f}{v}$, waarbij $v = \frac{c}{a_3}$ de voortplantingssnelheid in de z -richting is, of door $\frac{2\pi}{\lambda_g}$, waarbij λ_g de golflengte in de golfpijp is in de z -richting.

Uit formule (19) volgt

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2d}\right)^2}} \quad (20)$$

en

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}}. \quad (21)$$

We zien dus, dat zowel de voortplantingssnelheid v_f de z.g. fasesnelheid, als de golflengte in de golfpijp λ_g groter zijn dan de overeenkomstige grootheden in lucht. Dat dit zo moet zijn wordt duidelijk uit de bovengegeven beschouwingwijze van superpositie van vlakke golven, die met lichtsnelheid lopen. Eenvoudig is dit te zien als we even twee vlakke golven van dezelfde frequentie bekijken, die elkaar onder een zekere hoek treffen (zie fig. 2). De lijnen I en II stellen bijv. op een gegeven ogenblik de plaatsen voor, waar de amplitude van de golf maximaal is. Na een trillingstijd zijn ze over een afstand λ verplaatst en aangekomen in I' en II'. Het snijpunt, d.w.z. het

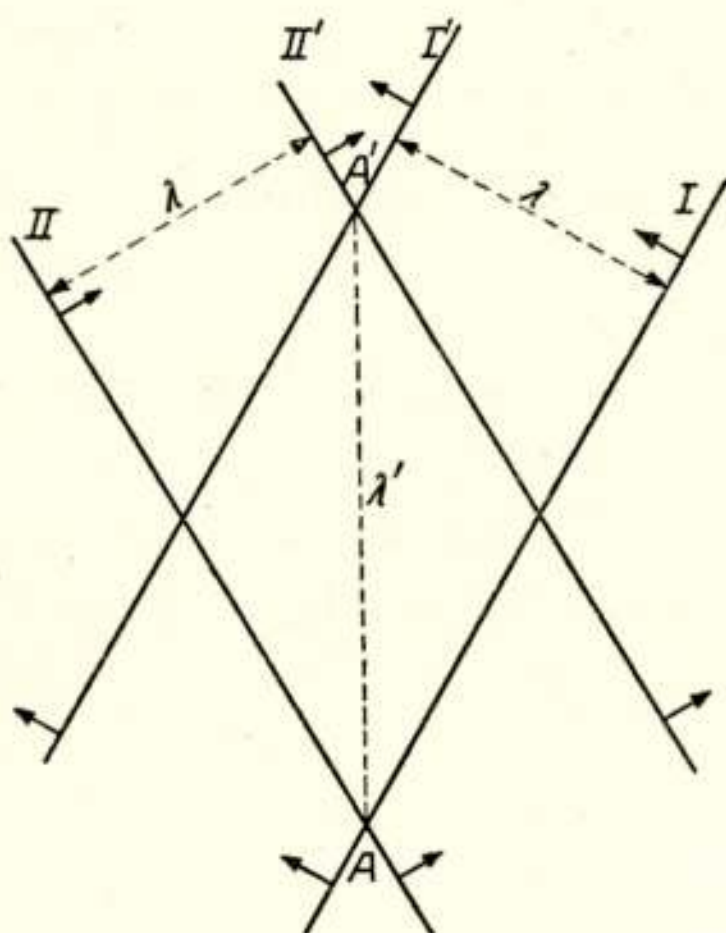


Fig. 2.

Twee vlakke golven met dezelfde golflengte λ geven bij interferentie aanleiding tot een resulterende golf met golflengte $\lambda' > \lambda$.

punt waar de resulterende golf maximaal is, is in diezelfde tijd over een veel grotere afstand (AA') verplaatst, zodat de golflengte en dus de voortplantingssnelheid hiervan groter is dan van de oorspronkelijke golven.

De voortplantingssnelheid, die we nu beschouwden, is de snelheid waarmee de fase zich voortplant, de z.g. fasesnelheid. Wanneer we vragen naar de snelheid, waarmee de energie zich voortplant, de z.g. groepsnelheid, dan moeten we kijken naar de snelheid van de oorspronkelijke en van de gereflecteerde golven in de z -richting. Deze is dus de projectie van de

lichtsnelheid op de z -as. Dus $v_{gr} = ca_3$. In het onderhavige geval van voortplanting van golven in golfpijpen is het product van fasesnelheid en groepsnelheid $v_f \times v_{gr} = \frac{c}{a_3} \times ca_3 = c^2$.

Gaan we nu in form. (19) de golflengte variëren en wel groter maken, dan zien we dat a_3^2 kleiner wordt; er is een golflengte λ_{cr} , waarvoor $a_3^2 = 0$ wordt. Deze λ_{cr} uitgedrukt in a en b wordt

$$\lambda_{cr} = \left\{ \left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n}{2b} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (22)$$

In dit geval vindt geen voortplanting van de energie meer plaats in de z -richting. De golven reflecteren steeds tegen de zijwanden loodrecht op de z -richting.

Maken we de golflengte nog groter, dan moeten we het beeld van Brillouin laten varen. We kunnen evenwel ook voor dit geval dezelfde formules toepassen. Wat we gedaan hebben is niets anders als de golfvergelijkingen oplossen binnen in de golfpijp met behulp van de randvoorwaarden. Deze oplossing (16) blijft ook voldoen als $\lambda > \lambda_{cr}$ wordt. Evenwel wordt voor dit geval de voortplantingsconstante in de z -richting imaginair. De voortplanting in de z -richting wordt dan beschreven door

$$e^{-|a_3| \frac{2\pi}{\lambda} z}$$

d.w.z. dat de golf exponentieel gedempt is. Voor golven met $\lambda > \lambda_{cr}$ is dus geen voortplanting meer mogelijk.

We hebben verondersteld, dat we te maken hadden met een golf, die geen elektrische component in de z -richting had. Dit zijn de zg. transversaal elektrische golven TE_{mn} of de magnetische golven H_{mn} . De golven, die geen magnetische component in de z -richting hebben, zijn de zg. transversaal magnetische of TM_{mn} of de elektrische golven E_{mn} . Beide notaties worden wel gebruikt. Het handigste is waarschijnlijk de notatie met de T er voor.

Door de berekening ook voor de andere componenten uit te voeren, vinden we voor de verschillende componenten van \mathbf{E} en \mathbf{H} van de TE_{mn} golf:

$$E_y = -4j E \frac{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)}{\sqrt{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\left(\frac{2\pi a_3}{\lambda} z - \omega t\right)}$$

$$E_x = 4j E \frac{\left(\frac{n\lambda}{2b}\right)}{\sqrt{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\left(\frac{2\pi a_3}{\lambda} z - \omega t\right)}$$

$$E_z = 0$$

$$H_y = +4j \frac{a_3}{\mu_0 c} E \frac{\left(\frac{n\lambda}{2a}\right)}{\sqrt{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\left(\frac{2\pi a_3}{\lambda} z - \omega t\right)}$$

$$H_x = +4j \frac{a_3}{\mu_0 c} E \frac{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)}{\sqrt{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\left(\frac{2\pi a_3}{\lambda} z - \omega t\right)}$$

$$H_z = +\frac{4}{\mu_0 c} E \sqrt{\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\left(\frac{2\pi a_3}{\lambda} z - \omega t\right)}$$

(23)

Op analoge wijze kan men de vergelijkingen voor de transversaal magnetische golf afleiden.

4. Eenvoudigste *TE*-golf.

We gaan na, welke de eenvoudigste *TE* golf is, die zich in een golfpijp kan voortplanten, m.a.w. welke zijn de kleinste waarden van m en n , die toelaatbaar zijn. Het is direct in te zien, dat voor $m = n = 0$ alle componenten nul worden. Evenwel $m = 0$ en $n = 1$ of $m = 1$ en $n = 0$ leveren golven, waarvan niet alle componenten nul zijn. Nemen we bijv. $m = 0$, $n = 1$, dan wordt $E_x = 0$, $H_y = 0$ en

$$\begin{aligned}
 E_y &= -j A \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j(\beta z - \omega t)} \\
 H_x &= +j A \frac{a_3}{\mu c} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j(\beta z - \omega t)} \\
 H_z &= A \frac{1}{\mu_0 c} \left(\frac{\lambda}{2a} \right) \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j(\beta z - \omega t)}
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

waarbij we de notatie iets vereenvoudigd hebben. $\left(\beta = \frac{2 \pi a_3}{\lambda} \right)$

Deze golf wordt in rechthoekige golfpijpen bijna uitsluitend gebruikt. De elektrische vector heeft slechts één component, nl. E_y , terwijl de magnetische vector er twee heeft, nl. H_x en H_z . Zoals uit verg. (24) blijkt, zijn alle vectoren volkomen onafhankelijk van y . Wanneer we een dergelijke golf bekijken, dan zien we, dat E_y sinusvormig van x afhangt. Aan de zijwanden ($x = 0$ en $x = a$) is $E_y = 0$. H_x heeft dezelfde afhankelijkheid van x als E_y en is, zijnde normaalcomponent, aan de zijwanden nul. H_z is aan de zijwanden maximaal, en in het midden nul. We kunnen nu meteen zien hoe de stromen in de wand lopen. Uit de randvoorwaarde $H_t = j$, met de stroomdichtheid loodrecht op H_t , volgt, dat in de zijwanden de stroom loodrecht op de z -richting loopt, terwijl midden in boven- en ondervlak de stroom in de z -richting vloeit. Dit is belangrijk, omdat men daarom hier een gleuf in de pijp in deze richting kan aanbrengegen, waardoor men met een sonde het veld binnenin de pijp kan bestuderen.

5. Verliezen

We hebben tot dusver aangenomen, dat het diëlectricum geen verliezen heeft, en dat de wand oneindig goed geleidt, zodat ook hierin geen energie verloren gaat. In de practijk gebruikt men in de regel metalen met zeer goed geleidingsvermogen als koper, zilver of zelfs goud in de vorm van een dun laagje. Toch wordt er in de wanden nog wel warmte ontwikkeld, zodat er verlies aan energie optreedt. Om dit energieverlies te berekenen, zou men eigenlijk de vergelijkingen van Maxwell moeten oplossen in het diëlectricum en in de metaalwand en beide oplossingen op de grenslaag op geschikte wijze aan elkaar passen. Dit is zeer moeilijk. Men past meestal een benaderings-

methode toe. Men berekent op de bovengenoemde wijze de oppervlaktestroom op de wand. Uit het geleidingsvermogen van het metaal en de frequentie berekent men de indringdiepte van het veld in het metaal. Men denkt nu de oppervlaktestroom te vloeien in een dun laagje, gegeven door de indringdiepte, en berekent de energie, die per oppervlakteëenheid door de eenheid van stroomsterkte wordt gedissipeerd. Uit de theorie van het skin-effect volgt voor de indringdiepte δ van het veld in een metaal, met geleidingsvermogen γ , d.i. de afstand waarin het veld tot op $1/e$ gevallen is,

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 f \gamma}} . \quad (25)$$

Nemen we $\lambda = 0.1 \text{ m}$, dan is voor Cu met $\gamma = 5,8 \times 10^7 \text{ (ohm m)}^{-1}$

$$\delta = 1,17 \times 10^{-6} \text{ m} = 1,17 \mu .$$

Men kan dus met een zeer dun laagje volstaan om het veld geheel in de goed geleidende laag te laten lopen. Berekening leert, dat het vloeien van de stroom in de wand beschouwd kan worden door aan te nemen, dat de stroom uniform verdeeld is over en beperkt is tot een laag ter dikte van de indringdiepte. Dan is de weerstand van deze laag: $R_s = \frac{1}{\gamma \delta}$.

Men kan nu gemakkelijk berekenen welk vermogen in de wanden in warmte omgezet wordt. Per oppervlakteëenheid is dit $\frac{1}{2} R_s I^2$, als I de amplitude van de stroom voorstelt. I kan gevonden worden uit de randvoorwaarden. Het totale vermogen, dat verloren gaat, vindt men door over de wanden te integreren. Door dit te delen door het totale vermogen dat door de pijp stroomt, vindt men de dempingsconstante a . a hangt sterk af van de trillingswijze, die in de pijp aanwezig is. Voor een transversaal elektrische golf TE_{10} (\mathbf{E} evenwijdig aan de zijde a van de doorsnede) bedraagt

$$a = \frac{R_s}{120 \pi a} \frac{1}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{cr}}\right)^2\right\}}} \left[1 + 2 \frac{a}{b} \left(\frac{\lambda_{cr}}{\lambda}\right)^2\right] \text{ nepers/m.} \quad (26)$$

6. Golfweerstand.

Bij een Lecherleiding kunnen we spreken van een golfweerstand, d.i. de weerstand, die een stuk leiding reflectievrij afsluit. Dit is dan in feite de verhouding van de spanning tussen de beide draden gedeeld door de stroom in de beide draden. Bij

een golfpijp kan men ook een analoog begrip als de golfweerstand invoeren. Aanvankelijk zijn er veel verschillende definities van golfweerstand gegeven. De beste definitie is ingevoerd door Schelkunoff (6). Deze definitie betreft zich niet op de spanning en de stroom, daar beide niet direct meetbaar zijn, maar op de verhouding van de elektrische en magnetische veldsterkte:

$$\zeta = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} \quad (27)$$

E wordt gemeten in volt per meter en H in ampères per meter. De verhouding van E en H is dus uitgedrukt in ohm. Als men een golfpijp zou afsluiten met een schot, dat een soortelijke oppervlakteweerstand zou hebben voor ζ ohm, waarachter op een kwart golflengte in de pijp een volkomen reflecterend schot is geplaatst, dan zou inderdaad de pijp reflectievrij afgesloten zijn. Het reflecterend schot is nodig opdat ook door H_z aan de randvoorwaarden voldaan kan worden. Voor een transversale E golf vinden we voor

$$\zeta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2\}^{-\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_g}{\lambda} \quad (28)$$

In de praktijk sluit men een golfpijp meestal niet af met een plaat loodrecht op de voortplantingsrichting, maar maakt men gebruik van wiggen. Hierbij zijn er verschillende mogelijkheden. Soms neemt men een houten wig, die langzaam uitloopt. De golven worden dan langzamerhand in het hout geabsorbeerd. Vaak neemt men ook een wig, waarop een weerstandsmateriaal aangebracht is. Als men een enkele wig neemt kan er aan de punt nog reflectie optreden. Dit kan worden vermeden door een vorm te nemen met twee punten, die een kwart golflengte in de pijp uit elkaar liggen. Als er dan aan een punt reflectie optreedt en de punten zijn vrijwel elkaars spiegelbeeld, dan zal er aan de andere punt evenveel gereflecteerd worden. Op grote afstand van de punten werken beide reflecties elkaar tegen, daar de golven een wegverschil hebben van $2 \times \frac{1}{4} \lambda_g = \frac{1}{2} \lambda_g$. Van dit kwart golflengte principe wordt veelvuldig gebruik gemaakt in de toepassing van golfpijpen.

7. Toepassingen.

Golfpijpen worden dus in de microgolftechniek gebruikt om energie over te voeren van de ene plaats naar de andere. Nu

is het vanzelfsprekend van groot belang om te weten in hoeverre dit gebeurt nl., of wel de volledig beschikbare energie overgevoerd wordt, of dat een gedeelte aan het einde, waar de energie heen moet, gereflecteerd wordt. Wordt alle beschikbare energie in de belastingsimpedantie opgenomen, is dus de pijp met zijn golfweerstand afgesloten, dan treedt er een lopende golf op in de golfpijp. Wordt een gedeelte gereflecteerd, dan komt er een golf van de belastingimpedantie terug en in de pijp ontstaat een staande golf. Om nu te kunnen meten welke de „staande-golf-verhouding” is, dat is de verhouding van de amplitude van de veldsterkte in een maximum en van die in een minimum, maakt men veelvuldig gebruik van een staande-golfmeter. Hiertoe maakt men in een bovenzvlak (we praten steeds over de eenvoudigste transversaal elektrische golf, daar

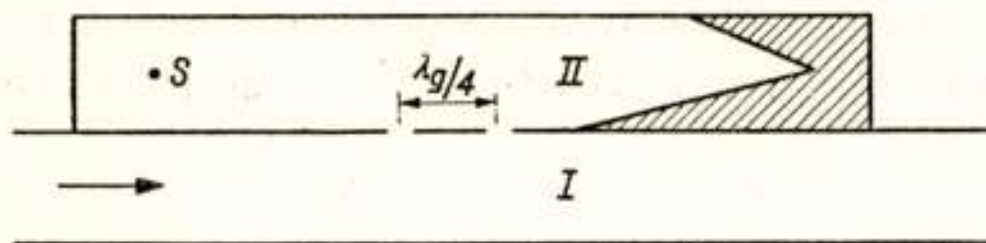


Fig. 3.

Doorsnede door twee golfpijpen met richtkoppeling.

die verreweg de meeste toepassing vindt) een smalle gleuf in de voortplantingsrichting. Dit kan, doordat in het midden de H_z -component nul is en dus de j -component loodrecht op de gleuf eveneens nul is. Men verstoort dus het veld in zeer geringe mate. Door de gleuf komt nu een sonde, die buiten de pijp gekoppeld is aan een kristaldetector. De sonde staat loodrecht op de wand en is dus evenwijdig aan de elektrische vector. Tussen de sonde en de wand wordt derhalve een spanning geïnduceerd evenredig aan de elektrische vector in de pijp. De stroom door de kristaldetector is dus een maat voor de E . Men verschuift nu de sonde langs de golfpijp en kan op die manier de elektrische vector in het maximum en in het minimum bepalen en daarmee de staande-golf-verhouding.

Een andere wijze om een maat voor de reflectie aan het einde van een pijp te bepalen is de methode van de richtkoppeling (directional coupler of directive feed). Hiertoe legt men naast een golfpijp een andere golfpijp, die met de eerste door middel van een of meer paren gaten gekoppeld is (fig. 3). Deze gaten, we nemen aan twee, liggen een kwart golflengte in de pijp,

$\frac{1}{4} \lambda_g$, uit elkaar. Stel dat er aan het einde geen reflectie optreedt, dus dat we met een lopende golf, met staande-golfverhouding één te doen hebben. Door de twee gaten wordt golfpijp II ook aangestoten. De golven van links gaan in golfpijp II ongehinderd verder. Als we golfpijp II dus rechts afsluiten met zijn golfweerstand (aangegeven door de dubbele wig) dan wordt de directe golf daar geabsorbeerd. Naar links vindt in golfpijp II evenwel geen trillingsvoortplanting plaats. De trillingen, die in het eerste gat aankomen, hebben een halve golflengte minder afgelegd, dan de trillingen die via het tweede gat op de plaats van het eerste gat aankomen. Ze doven elkaar dus uit. Links komt dus niets. Is nu de afsluiting van golfpijp I echter niet reflectievrij, dan geldt het zojuist gezegde nu voor de gereflecteerde golf met het verschil, dat nu links en rechts verwisseld zijn. De gereflecteerde golf geeft nu dus wel een trilling in het linkerdeel van de golfpijp II. Door nu daar ter plaatse een sonde S verbonden aan een detector te zetten kan men dus meten of er in pijp I een gereflecteerde golf optreedt of niet. Deze methode is in vele gevallen gemakkelijker dan de methode van de staande-golfmeter. Bij deze laatste is een serie aflezingen nodig, terwijl bij de richtkoppeling de detector direct aangeeft of er een gereflecteerde golf is of niet.

8. Verzwakkers.

Van het feit, dat voor golflengten groter dan de critische golflengte het veld exponentieel uitdempt, wordt gebruik gemaakt in de z.g. magnetische en elektrische verzwakkers. Hiervoor gebruikt men ook vaak ronde pijpen in plaats van rechthoekige. Deze zijn analoog te behandelen, maar in de plaats van sinussen en cosinussen treden er bij ronde pijpen Bessel-functies op. In het algemeen is het zo, dat, als de afmetingen van de pijp erg klein zijn t.o.v. de golflengte, de coëfficiënt die de demping bepaalt vrijwel alleen van de afmeting van de pijp afhangt en bijna niet meer van de golflengte. De dempingsconstante wordt

$$\text{nl. voor rechthoekige pijpen } (m = 0, n = 1) \quad a_3 \frac{2\pi}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2}.$$

Als nu λ zeer groot is t.o.v. b , dan blijkt, dat de dempingsconstante bijna niet meer van λ afhangt. Men kan hier dan zeer nauwkeurig berekenen over welke afstand het veld tot op

1/e gevallen is, zodat men over een verzwakker beschikt, waarvan men de verzwakking kent. Evenwel moet eerst het veld dusdanig verzwakt zijn, dat hogere trillingswijzen geen rol meer spelen. Een interessante beschouwing over verzwakkers is gegeven door Cullen (7), die het probleem van de energieoverdracht kritisch onderzoekt.

De uitvoering is aldus (fig. 4): Men laat de centrale draad d van een coaxiale kabel K door een buis lopen en aan de overzijde eindigen. In die buis (rond of rechthoekig) is een coaxiale leiding L verschuifbaar opgesteld, waarvan men de verschuiving kan meten. De coaxiale leiding is aan het begin kortgesloten door een draad evenwijdig aan de draad d , die het veld in de buis aanstoot. Aan het begin van de leiding is een weerstand ζ , de golfweerstand van de leiding L , opgenomen. Door de afstand waarover de coaxiale

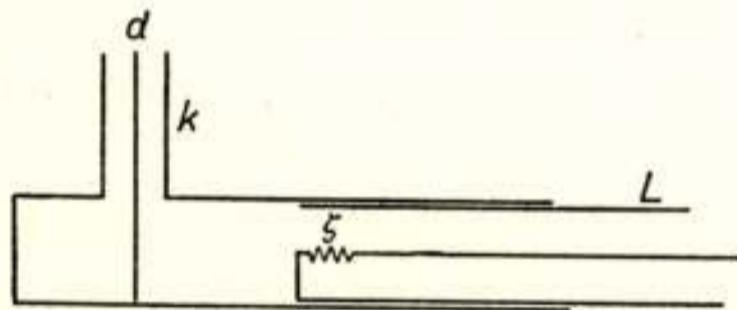


Fig. 4.

Schets van een verzwakker. In een golfpijp, aangestoten door het veld van de draad d , met een golflengte veel groter dan de kritische golflengte, is een coaxiale leiding L verplaatsbaar aangebracht.

leiding in de pijp steekt te variëren, kan men deze opstelling als verzwakker gebruiken. Als men eerst de hogere trillingswijzen gelegenheid heeft gegeven om uit te sterven, heeft men over een groot gebied een verzwakker, die zich strikt aan de theorie houdt. Vooropgesteld is, zoals opgemerkt, dat de dwarsafmeting kleiner dan een zekere fractie van de golflengte is.

9. *Rubbervel model.* (8,9).

Wanneer in een rechthoekige golfpijp de optredende grootheden onafhankelijk worden van een coördinaat, dan reduceert het probleem zich tot een tweedimensionaal geval. Voor de transversaal elektrische golf wordt dan de golfvergelijking (5) gereduceerd tot:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (29)$$

Nu treedt bij de voortplanting van een uitwijking uit de evenwichtsstand van een gespannen rubbervel een analoge vergelijking op, zolang de uitwijking uit de evenwichtsstand slechts klein is.

Heeft het vel een zekere massa per m^2 , M , en een zekere spanning per m , σ , dan is de vergelijking die de voortplanting van een uitwijking uit de evenwichtstoestand beschrijft:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} - \frac{M \partial^2 h}{\sigma \partial t^2} = 0.$$

Wanneer we de voortplantingssnelheid $v = \sqrt{\frac{\sigma}{M}}$ invullen,

krijgen we een analoge vergelijking als voor de elektrische vector E . We kunnen dus met het rubbervel het gedrag van bepaalde vectoren imiteren. De vraag is welke. Dat is de E in een TE_{on} golf. Deze moet nu evenwel ook nog analoge randvoorwaarden hebben. In een rechthoekige golfpijp is voor de TE_{on} golf de elektrische component aan de zijde evenwijdig aan de elektrische vector nul. Dit kan op het vel nagebootst worden door dit ter plaatse in te klemmen. Op een rubbervel kan dus de vorm van de doorsnede van een rechthoekige golfpijp gemakkelijk worden nagebootst. Andere randvoorwaarden zijn niet zo eenvoudig te vervullen. Andere golfpijpen als ronde of elliptische of driehoekige zijn niet op het vel te bestuderen. Bij ronde golfpijpen is ook een trillingswijze mogelijk, waarbij het veld van slechts twee coördinaten afhangt, maar dat zijn geen rechthoekige, zodat we ook die niet kunnen bestuderen.

Dat neemt niet weg, dat het vel voor de bestudering van golven in rechthoekige golfpijpen een belangrijk hulpmiddel kan zijn. Als men probeert om bepaalde situaties, die zich in een opstelling kunnen voordoen, mathematisch te ontleden, dan stuit men niet zelden op grote moeilijkheden. Wil men een opstelling ontwerpen, dan kan het nuttig zijn, om eerst een model op het vel na te bootsen en te zien hoe de golven gaan lopen. Daartoe moet men natuurlijk ook impedanties imiteren.

Meestal is het voldoende een impedantie te hebben, die de golfpijp reflectievrij afsluit. Dit kan geschikt gebeuren met een laag watten.

Het eerst is de methode van het trillende rubbermodel toegepast door *M a k i n s o n* (8). Zijn methode gaf evenwel slechts een kwalitatieve indruk van de verschijnselen. Als indicatiemiddel werd

zand gebruikt. In het Philips Laboratorium (9) werd de methode verbeterd en uitgebreid, zodat ook kwantitatieve resultaten konden worden bereikt. Om de verschijnselen goed zichtbaar te maken werd op het rubbervel een net van witte punten aangebracht. Komt het vel in trilling, dan vertonen de in beweging zijnde punten zich als staafjes, waardoor men direct een beeld krijgt hoe de elektrische vector zich binnen in de golfpijp gedraagt. Door een fotografische opname te maken met een belichtingstijd langer dan een periode van de trilling en de lengte van de „staafjes”, dus de uitwijking van het vel, te meten kan men kwantitatieve gegevens over het gedrag van de elektrische vector verkrijgen. Een tweede kwantitatieve methode is het meten met een micrometerschroef van de uitwijking van het vel direct (9).

Een latere uitgebreide studie over het gebruik van een rubbermodel stamt van Cherry (10).

Discussie

Ir H. J. Lindenhovius: De beschouwingen van Brillouin geven veel inzicht in de verschijnselen, die optreden bij voortplanting van golven in rechthoekige golfpijpen. Het komt mij voor, dat dit in veel mindere mate het geval is voor cilindrische golfpijpen. Is dit inderdaad zo?

Dr K. S. Knol: Dit is inderdaad het geval. Evenwel is het ook mogelijk in ronde golfpijpen de methode van Brillouin toe te passen. Kon men bij rechthoekige golfpijpen volstaan met de som van twee of vier vlakke golven, in ronde golfpijpen heeft men reeds voor het eenvoudigste, cirkelsymmetrische geval, een oneindig aantal nodig, waarvan de golfnormalen tezamen een kegelvlak vormen. Dit is natuurlijk niet zo overzichtelijk als bij rechthoekige golfpijpen.

Ir F. Krienen: In verband met de opmerking van Drs Jaspers, waarin hij meent, dat een zuivere berekening van de verlangde verzwakking voldoende is, wanneer na een zekere beginverzwakking een exponentieel verloop van het veld optreedt, vrees ik, dat dan reeds zo'n grote verzwakking verkregen is, dat een praktische constructie geen zin meer heeft.

Kn.: Een praktische constructie heeft zeker nog zin en over een groot deel van de verzwakker kan men de theoretische formule voor de verzwakking aanhouden, daar men vaak de beschikking wil hebben over spanningen van de orde van grootte van $1 \mu V$. Aan het begin van de verzwakker heeft men meestal spanningen in de buurt van $0,1 V$. Men moet wel zorg dragen door een gunstige koppeling, dat de eerst volgende hogere trillingswijze zo weinig mogelijk wordt aangeslagen. Als deze in dezelfde grootte-orde optreedt als de laagste trillingswijze, dan kunnen inderdaad fouten ontstaan.

Literatuur

- 1) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.* **43**, 125, 1897.
- 2) G. C. Southworth, *Bell. Syst. techn. Journ.* **15**, 284, 1936.
- 3) J. R. Carson, S. P. Mead and S. A. Schelkunoff, *Bell. Syst. techn. Journ.* **15**, 310, 1936.
- 4) W. L. Barrow, *Proc. I. R. E.* **24**, 1298, 1936.
- 5) L. Brillouin, *Rev. gén. Electr.* **40**, 227, 1936.
- 6) S. A. Schelkunoff, *Bell. Syst. techn. Journ.* **17**, 17, 1938.
- 7) A. L. Cullen, *Wireless Eng.* **26**, 317, 1949.
- 8) R. E. B. Makinson, *J. Sci. Instr.* **24**, 189, 1947.
- 9) K. S. Knol en G. Diemer, *Philips techn. T.* **11**, 156, 1949.
- 10) E. C. Cherry, *Proc. I. E. E.* **96**, III, 346, 1949.

Octrooien

Openbaar gemaakt 16 Jan. 1950:

- O.A. 108777 kl. 21g13b1a, N.V. Philips. Inrichting voor het voeren van elektrische trillingen in het dm of cm gebied, voorzien van een electronenbuis, waarbij aan de trillingen tussen de binnenkant van de anode en de toevoergeleider aan de buitenkant van de anode een korte weg geboden wordt.
- O.A. 111933. kl. 97ca6. N.V. Philips. Stelsel voor het overdragen van telegrafische tekens door middel van impulsen, waarbij de teken-elementen bestaan uit het begin en het einde dier elementen aanduidende korte impulsen. Het begin van een tekenelement wordt gevormd door twee of meer korte impulsen, waardoor storingen minder invloed hebben en bovendien onderscheid is te maken tussen begin en eind van een tekenelement.
- O.A. 123016. kl. 95c5c. N.V. Philips. Mengschakeling met een meerroosterbuis, waarbij het inductieeffect is gecompenseerd en waarbij de door deze compensatie optredende ongewenste inwerking van buitenste op binnenste stuurrooster is opgeheven.
- O.A. 129995. kl. 95c2. N.V. Philips. Mengdetectorschakeling voor het detecteren van in frequentie gemoduleerde trilling, waarbij de lineariteit der fasekarakteristiek belangrijk verbeterd is.

Openbaar gemaakt 15 Febr. 1950:

- O.A. 131401. kl. 95a4b2. Westinghouse Electr. Corp. Frequentiedeelinrichting met zeer grote deelverhouding en met schakeling die voorkomt, dat de deelverhouding verspringt op een andere waarde.
- O.A. 89079 kl. 21a⁴⁹a. Western Electric. Ultrahoogfrequente ontladingsbuis met een electronenbundel, die een holle resonator doorloopt en waarbij kathode en anode buiten de resonator zijn opgesteld.
- O.A. 109216. kl. 95b21. Bell Telephone. Modulatorschakeling die gedurende ogenblikken roosterstroom trekt, met middelen om de hoogfrequente spanning die aan de modulator wordt toegevoerd, constant te houden.
- O.A. 102936. kl. 95b2a. N.V. Philips. Schakeling voor het opwekken van in frequentie gemoduleerde trillingen met behulp van een generator en een reactantiebuis, waarbij ter linearisering tegenkoppeling in de reactantieketen wordt toegepast.
- O.A. 118229. kl. 96g1b1c. N.V. Philips. Verbetering aan een zend-ontvangschakeling, waardoor op eenvoudige wijze door het modulatiesignaal zelf afwisselend van zenden op ontvangen of omgekeerd wordt omgeschakeld.
- O.A. 95056. kl. 21a⁵⁸. Hazeltine Corp. Televisieversterkerschakeling voorzien van middelen voor het veranderen van de vorm van de versterkerkarakteristiek.

He.

Nederlands Radiogenootschap

Jaarverslag over 1949

De rij bijeenkomsten opende het afgelopen jaar (op 18 Februari) met de 87e zitting, die het karakter had van een excursie. Het Genootschap was de gast van het Natuurkundig Laboratorium van Philips te Eindhoven. In de middagen werden o.m. gedemonstreerd televisie, stereofonie en facsimile-overdracht; de daarbij behorende toelichtingen werden des morgens gegeven door de heren van der Mark, Valeton en de Boer. Door de uitstekende organisatie werd de bijeenkomst niettegenstaande het grote aantal deelnemers (ca 100), een groot succes.

De 88e zitting (tevens Algem. Jaarvergadering) werd te Utrecht gehouden. De ochtend was gereserveerd voor het huishoudelijk deel, de middag voor een voordracht van de heer Alexander. De opkomst stelde hier teleur, waarschijnlijk omdat slechts één voordracht werd gehouden.

De 89e zitting (24 Mei te Amsterdam en Schiphol), wederom overwegend excursie, was gewijd aan de radio in het Luchtverkeer. De organisatie werd hier verzorgd door K.L.M. en Rijksluchtvaartdienst. De belangstelling, weerspiegeld in een grote opkomst, was weer groot. De inleidende voordrachten werden des morgens gegeven door de heren de Haas en Jorritsma.

Ook de 90e zitting, gewijd aan radio-communicatie en -navigatie in het scheepsverkeer, op 9 September aan boord van het propagandaschip „Van der Steng”, was overwegend excursie. De omstandigheden nodigden er toe uit, als uitzondering op de regel, de excursie ook open te stellen voor vrouwelijke genodigden. Dit werd wederzijds zeer op prijs gesteld: de opkomst was groot, de stemming geanimeerd. De Ned. Telegraaf Mij Radio-Holland verzorgde het technisch gedeelte van het programma, waarbij de heren Hylkema en Broersma toelichtende voordrachten hielden en demonstraties verzorgden.

Op de 91e zitting (20 Oct. in Utrecht) voerden het woord de heren van Zoest en Nijenhuis over onderwerpen uit de circuit theorie; de belangstelling was goed.

Tenslotte voerden op de 92e zitting (29 Nov. te den Haag) de heren K. S. Knol en J. L. H. Jonker het woord, resp. over golfgeleiders, en over buizen met lintvormige electronenbundel. De belangstelling en opkomst waren groot.

Samenvattend kan worden vastgesteld, dat de georganiseerde bijeenkomsten gunstig door de leden zijn ontvangen. Er was, door omstandigheden, enige overmaat aan excursies. In de grote opkomst leest het bestuur echter wel een aansporing om, zo mogelijk, per jaar minstens één excursie te organiseren.

Het bestuur vergaderde het afgelopen jaar vijf maal.

Op de Algemene Jaarvergadering werden de aftredende bestuursleden Tellegen, Wesselius Oncken en Piket herkozen. Verder werd het bestuursontwerp voor gewijzigde Statuten en Huishoudelijk Reglement, vergezeld van ingekomen op- en aanmerkingen aan de leden ter goedkeuring voorgelegd. Het werd, na opname van de wijzigingen, met algemene stemmen goedgekeurd. De Koninklijke goedkeuring op de Statuten is kort daarna aangevraagd, en eind November verleend. De voornaamste consequenties zijn:

mogelijkheid tot uitbreiding van het bestuur, tot opname van studenten in hun laatste jaar, benevens vereenvoudigde ballotage.

Als direct uitvloeisel van het eerste punt werd door het bestuur het voorstel ingediend de heren Alexander en Hylkema, na verkregen Kon. goedkeuring, in dit bestuur op te nemen, waarmede de aanwezige leden instemden. De vereen-

voudigde ballotage houdt in, dat een ballotage-commissie zal worden ingesteld (dit is in afwachting van de goedkeuring nog niet gebeurd), terwijl van de candidaatstelling zowel als de benoeming, aankondiging in het Tijdschrift zal plaatsvinden.

De omvang van de examens is vrijwel gelijk gebleven aan die van het vorige jaar, dus nog steeds zeer groot. Door uitbreiding van het aantal examinatoren is getracht de omvang van de taak van elk hunner te beperken. Aan de wens van de voorzitter, de heer Weyers, om zich uit een groot deel der werkzaamheden terug te trekken, is door het bestuur tegemoet gekomen door benoeming van een onder-voorzitter (de heer Boukema), die bereid bleek deze werkzaamheden op zich te nemen. Ook nu heeft het bestuur voor de doelmatige en vlotte organisatie en afwerking der examens volle lof.

De resultaten bieden echter geen gunstiger beeld dan de beide voorgaande jaren: van de in totaal 788 kandidaten slaagden er 91 (28%) voor radiotechnicus en 171 (37%) voor radiomonteur. Met het plan hieraan zo mogelijk nog een stimulans ten goede te geven, door de gelegenheid te openen voor erkenning van instituten namens het N.R.G. (zie vorig jaarverslag), is aan het eind van het jaar een begin gemaakt door het verzenden van uitnodigingen aan instituten en plaatsing van de oproep in enige tijdschriften. Daarnaast is besloten, ten einde de kandidaten tot groter inspanning aan te sporen, aan het bereiken van een bijzondere prestatie bij de examens een prijs of onderscheiding te verbinden, waarvan de vorm nog nader zal worden vastgesteld.

Als gevolg van de recente afkondiging van het nieuwe Vestigingsbesluit Electrotechnische bedrijven wordt thans voor vestiging als radio-reparateur en radio-detailhandelaar het bezit van een vergunning verlangd. Het verkrijgen daarvan is afhankelijk gesteld van het behalen van een diploma, voorlopig slechts een V.E.V.-vakdiploma. Het bestuur tracht op het ogenblik met het bestuur der V.E.V. tot overeenstemming te komen over gezamenlijke voorstellen aan het Min. Econ. Zaken voor wat betreft rechten die in dit opzicht toegekend kunnen worden aan reeds behaalde en nog te behalen N.R.G.-diploma's. Het tijdschrift verschijnt nu regelmatig met jaarlijks 6 nummers. Behalve verslagen van gehouden voordrachten verschenen er achtereenvolgens artikelen in van de hand van de heren Weijers, de Voogt, de Lange, Post en Elias en Duinker.

De commissie voor contact met radio-amateurs van het N.R.G. en de Veron is er geleidelijk aan in geslaagd een kleine groep amateurs te activeren voor waarneming van de wijziging in skip-distance tijdens schemeruren, al is de wijze van waarneming en verwerking der verlangde gegevens nog niet geheel tot een oplossing gekomen.

Het Genootschap werd verzocht een vertegenwoordiger te benoemen in een commissie van de Centrale Taalcommissie voor de Techniek, die de binnengekomen Kritiek op het ontwerp-Normaalblad V5026 (Telecommunicatietechniek) behandelt. Het bestuur nodigde hiervoor de heer Bloemsma uit, die bereid bleek deze taak op zich te nemen. In regelmatige bijeenkomsten vordert dit werk langzaam maar gestadig; ook een goed deel van het komende jaar zal er mee heen gaan.

Het aantal leden, dat eind 1948 bedroeg 207, is aan het eind van 1949 gestegen tot 230. Het aantal ereleden steeg tot 3 door de benoeming van prof. van der Pol op de Algemene Jaarvergadering.

De Secretaris:

Ir J. PIKET

De vestigingsvergunningen voor radio-reparateur en radio-handelaar

In Maart j.l. werd de volgende mededeling verspreid:

Sinds de afkondiging in October 1949 van het „Vestigingsbesluit Electro-technische Bedrijven 1949” is het verkrijgen van een vestigingsvergunning voor radio-reparateur en voor radio-detailhandelaar o.m. afhankelijk gesetld van het bezit van

- a. hetzij een V.E.V. diploma,
- b. hetzij een ander door de minister aan te wijzen diploma,
- c. enz.

Ten behoeve van bezitters van N.R.G. diploma's delen de besturen van V.E.V. en N.R.G. hierbij mede, dat zij op het ogenblik trachten tot overeenstemming te komen over gezamenlijke voorstellen aan de minister van Economische Zaken, welke rechten in dit verband zouden kunnen worden toegekend aan bezitters van de N.R.G. diploma's voor radio-monteur en radio-technicus.

Waar reeds een grote mate van overeenstemming is bereikt, zal het aanbieden van deze voorstellen spoedig kunnen plaatsvinden.

Nieuwe leden

Ir A. G. van Doorn, Laan van Klarenbeek 126, Arnhem.

Ir A. P. Bolle, Frankendaal 29, Rotterdam-Z.

Ir J. Verstraten, Trompenbergerweg 7, Hilversum.

Voorgestelde leden

Drs H. J. A. Vesseur, Biltstraat 29, Utrecht. Wetenschappelijk medewerker aan het K.N.M.I. te de Bilt.

M. C. Vrolijk, Zuiderparklaan 171, 's Gravenhage. Werkzaam op het Fysisch Laboratorium der Rijksverdedigingsorg. T.N.O. te Waalsdorp.

Eventuele bezwaren tegen toelating als lid moeten binnen 14 dagen aan de Secretaris van het N.R.G. worden toegezonden.

Ir A. J. Leenhouts, Maarten Trompstraat 26, Delft, werkzaam op het Fysisch Laboratorium RVO-TWO te Waalsdorp.

Ir M. Rietveld, Cliviastraat 2, Rotterdam, werkzaam op het marine Electronisch Bedrijf te Oegstgeest.

Ontvangen Tijdschriften enz.

Journal of the Franklin Institute, Jan., Febr. 1950.

Wireless Engineer, Febr., Maart 1950.

Nat. Bureau of Standards, Basic Radio Predictions for Mei, Juni 1950.

Nat. Bureau of Standards, Technical News Bulletin Vol 33, Nrs. 11, 12. Vol. 34 Nr. 1.

Ericsson Review 1949, Nr 4.

Electrical Communication Vol 26, Nr 4.

Transactions of Chalmers University, Gothenburg, Sweden.

Nr 83, 1949 Ionospheric Effects of Solar Flares 1948 by O. E. H. Rydbeck and D. Stranz.

Nr 90, 1949 Quelques Résultats des Observations et des Mesures Photographiques d'Aurores Boréales dans la Norvège méridionale depuis 1911, par Carl Størmer.

Nr 92 1950 Experimental Investigation of a long electron Beam in an axial magnetic Field by J. Sigvard A. Tomner.

U.R.S.I. Bulletin Jan.-Febr. 1950.

Reprint from Wireless Engineer Vol. 26, Pag. 129, 1949: Noisespectrum of temperature-limited Diodes.

Electrotechniek 1950, Nr 1 en 2. Overdruk: Chambers en Verlooy, Verrebesturing-Signalering en meting.

Radio-Revue, Maart 1950.

De Ingenieur, Jrg. 61, Nrs 5-12, 1950.

Tijdschrift voor Radiotechniek, Jrg. 4, Nrs. 1, 2.